

W. Strassheim

1971

Spektroskopische Untersuchung angeregter ^{34}Cl -Zustände

mit der $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)^{34}\text{Cl}$ -Reaktion

Inaugural - Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaftlichen Fakultät der

Johann-Wolfgang-Goethe-Universität

zu Frankfurt am Main



vorgelegt von

W e r n e r S t r a ß h e i m

aus Lauterbach/Hessen

Frankfurt am Main, 1971

Dekan Professor Dr. H. Oelschläger
Erster Berichterstatter Professor Dr. R. Bass
Zweiter Berichterstatter Professor Dr. W. Greiner

Tag der mündlichen Prüfung 9. Juli 1971



I n h a l t

1.	Einleitung	1
2.	Kinematik der $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)$ -Reaktion	2
3.	Untersuchte γ -Übergänge	4
4.	Messung von γ -Winkelverteilungen	8
4.1	Einleitung	8
4.2	Experimenteller Aufbau	9
4.3	Durchgeführte Experimente	11
5.	Polarisationsmessungen	15
6.	Analyse der γ -Winkelverteilungen	18
7.	Statistische Reaktionstheorie	23
7.1	Ausgeführte Rechnungen	24
7.2	Vergleich zwischen Experiment und Theorie	25
7.3	Zwischenkernresonanz bei $E_\alpha = 7.8 \text{ Mev}$	29
8.	Dopplerverschiebungs-Methode	33
8.1	Theoretische Grundlagen	33
8.2	Abbremsstheorie	35
8.3	Empirische Abbremsdaten	37
9.	Experimentelle Einzelheiten zur Dopplerverschiebungs-Messung	40
9.1	Targetherstellung	40
9.2	Druck-Kammer	42
9.3	Durchgeführte Messungen	43
10.	Lebensdauerergebnisse und Fehlerdiskussion	50
11.	Vergleich mit Schalenmodellvoraussagen	56
	Anhang	
A.1	χ^2 -Methode	69
A.2	"Hauser-Feshbach-Satchler"-Theorie	71
A.3	Berechnung von $F(\tau)$ -Kurven	74
A.4	Abschätzungen zum Erwärmungseffekt bei Gasstoppern	80
	Literatur	83

Digitized by the Internet Archive
in 2026

1. Einleitung

Gegenstand dieser Arbeit war in erster Linie die spektroskopische Untersuchung angeregter Zustände des ^{34}Cl -Kerns. Zu Beginn der Experimente lagen nur lückenhafte Informationen über diesen Kern vor. Für einen Vergleich mit Schalenmodellrechnungen waren jedoch weitere spektroskopische Daten von Interesse. Insbesondere elektromagnetische Übergangswahrscheinlichkeiten sollten einen empfindlichen Test der Theorie ermöglichen.

Die Experimente wurden am Frankfurter Van de Graaf Beschleuniger durchgeführt. Aktive Mithilfe bei den Messungen leisteten R. Wechsung, B. Schurig, E. Rabold und S. Brinkmann. Die experimentelle Methode beruhte auf der Messung der γ -Strahlung bei der Reaktion $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)^{34}\text{Cl}$. Zur Aufnahme der γ -Spektren dienten lithiumgedriftete Germaniumspektrometer.

Die γ -Linien von vier tiefliegenden ^{34}Cl Niveaus mit Anregungsenergien zwischen 0.46 und 1.89 MeV waren auswertbar. Aus den γ -Winkelverteilungen ergaben sich Verzweigungsverhältnisse, Spins und Multipolmischungsparameter. Die Lebensdauern wurden mit Hilfe der Dopplerverschiebungsmethode bestimmt. Die Paritäten für zwei Zustände folgten aus Messungen der γ -Polarisation.

Die vorliegende Arbeit enthält eine Beschreibung der verwendeten Experimentiertechniken und Analysenmethoden. Im Zusammenhang mit den Winkelverteilungsanalysen wird die Zuverlässigkeit der statistischen Reaktionstheorie nach Hauser und Feshbach überprüft. Im Rahmen einer ausführlichen Diskussion werden die experimentellen Daten den Ergebnissen verschiedener Schalenmodellrechnungen gegenübergestellt.

2. Kinematik der $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)^{34}\text{Cl}$ -Reaktion

Der Q-Wert der $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)^{34}\text{Cl}$ -Reaktion beträgt - 5.635 MeV. Über den Zwischenkern ^{35}Cl , der bei Einschußenergien $E_{\alpha}^{\text{lab}} = 7$ MeV eine Anregungsenergie von 13 MeV erhält, werden nach Neutronenemission die verschiedenen ^{34}Cl -Niveaus erreicht (siehe Abb. 1 mit Daten nach (En 67)).

Aus dem Q-Wert der $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)$ -Reaktion folgt eine Mindesteinschußenergie von 6.5 MeV. Durch Erhöhung der α -Energie können die Anregungsschwellen für die einzelnen ^{34}Cl -Niveaus schrittweise "überfahren" werden. Wegen des steilen Anstiegs der Anregungsfunktionen, der bei Reaktionen vom Typ $(x, n\gamma)$ allgemein zu erwarten ist, kann man bereits einige 10 KeV oberhalb einer Anregungsschwelle bei guter Zählkreisbeute messen und den Untergrundverlauf des γ -Spektrums bei entsprechend wenig erniedrigter Einschußenergie kontrollieren.

Die Reaktionskinematik erweist sich sowohl für Winkelverteilungs- als auch Dopplerverschiebungsanalysen als recht geeignet. Im Falle der Dopplerverschiebungen ist dies offensichtlich. Aufgrund ihrer Massenzahl und Energie übertragen die α -Teilchen einen großen Impuls, der durch die Emission eines Neutrons kleiner Energie nur wenig in Betrag und Richtung verändert wird. Die in die Dopplerverschiebungsanalyse eingehende Geschwindigkeit der angeregten Rückstoßkerne ist also wohldefiniert, und der Bereich möglicher Dopplerverschiebungen liegt selbst bei den γ -Linien von nur wenigen 100 KeV Energie um ein Vielfaches über der Meßfehlergrenze. Die für die Winkelverteilungsanalyse notwendige bevorzugte Spinausrichtung der angeregten Restkerne senkrecht zur Strahlrichtung sollte deutlich ausgeprägt sein, da im Eingangskanal hohe Bahndrehimpulse übertragen werden können. Insbesondere für höhere Restkernspins ist die "Verschmierung" der Drehimpulsorientierung durch die isotropen Beiträge Targetspin (1/2), Neutronenspin (1/2) und Bahndrehimpuls im Ausgangskanal (≤ 1 bei Messung knapp über der Anregungsschwelle) gering.

Zumindest bei der Anregung der vier tiefliegenden ^{34}Cl -Niveaus ist die Zahl konkurrierender Ausgangskanäle noch so gering und der totale Compoundwirkungsquerschnitt so wenig fraktioniert, daß die $(\alpha, n\gamma)$ -Reaktion vermutlich von fast reinem Compoundcharakter ist. Damit dürften günstige Voraussetzungen für die Anwendung statistischer Reaktionsmodelle zur Winkelverteilungsanalyse gegeben sein.

Diese Hinweise zur Reaktionskinematik machen deutlich, daß die relativ einfache experimentelle Methode dieser Arbeit, die in der direkten γ -Messung in der Nähe von Reaktionsschwellen besteht, für die Spin-, Paritäts- und Lebensdauerbestimmung von ^{34}Cl -Niveaus erfolgversprechend ist.

3. Untersuchte γ -Übergänge

Vor dieser Arbeit lag bereits ein Niveau- und Zerfallsschema von ^{34}Cl vor, das Angaben über ca. 20 angeregte ^{34}Cl -Niveaus enthielt und vor allem aus $^{33}\text{S}(\text{p},\gamma)$ -Messungen abgeleitet war (En 67). Wir konnten Übergänge vom Zerfall der fünf ersten angeregten Niveaus beobachten. Durch die Verwendung von hochauflösenden $\text{Ge}(\text{Li})$ -Detektoren anstelle von NaJ -Szintillationszählern ist die Bestimmung der Niveauenergien in dieser Arbeit genauer.

In Abb. 2 ist ein Teil des Niveauschemas von ^{34}Cl mit den von uns bestimmten Energien und Verzweigungsverhältnissen dargestellt. Eine auffällige Abweichung gegenüber dem früheren Zerfallsschema besteht in der geringen oder gar verschwindenden Intensität des Zerfallszweiges $\text{N}665 \rightarrow \text{N}461$ *). Die Verzweigungsverhältnisse des Niveaus $\text{N}1890$ sind direkt nach (En 67) übernommen und in Klammern beigelegt. Bei unseren Messungen war der Übergang $\text{N}1890 \rightarrow \text{N}665$ wegen Untergrundsschwierigkeiten nicht auswertbar.

Untergrundsprobleme setzen der von uns gewählten Meßmethode Grenzen. Mit wachsender Einschüßenergie werden nicht nur höhergelegenen ^{34}Cl -Niveaus über die $(\alpha, n\gamma)$ -Reaktion angeregt, sondern auch Ausgangskanäle konkurrierender Kernreaktionen kommen zunehmend ins Spiel. Folgende Störreaktionen treten vor allem auf: $^{31}\text{P}(\alpha, p\gamma)^{34}\text{S}$, $^{21}\text{P}(\alpha, d\gamma)$, neutroneninduzierte Reaktionen an Ge -Isotopen (Zählerkristall!) und α -Reaktionen an Zn -Isotopen (Targetmaterial Zn_3P_2 !) sowie an spurenhafte Verunreinigungen des Targets.

Es folgen einige Bemerkungen über die einzelnen identifizierten ^{34}Cl -Linien und den bei ihrer Auswertung auftretenden Untergrundsproblemen. Die gezeigten Spektren stammen aus Messungen mit Zn_3P_2 -Targets ($\sim 500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Zn_3P_2 auf Ta -Backing) und $\text{Ge}(\text{Li})$ -Detektoren wechselnder Auflösung mit typischen Werten um 3.0 KeV für die 1333 KeV ^{60}Co -Linie.

*) Die Kernzustände werden durch den Buchstaben "N" und der in KeV ausgedrückten Anregungsenergie gekennzeichnet.

Übergang N 146 $\rightarrow$ NO

Im Rahmen unserer Untersuchungen war der Anregungsquerschnitt des 146 KeV Niveaus für Vergleiche mit dem statistischen Modell von Interesse. Das fragliche Niveau zerfällt zu 45 % unter γ -Emission und zu 55 % unter β^+ -Emission (En 67). In Abb. 3a ist der Spektrenabschnitt mit dem 146 KeV Peak gezeigt. Die in Abb. 3b abgebildeten beiden Spektren von anschließenden Aktivierungsmessungen, die ohne Strahl im Zeitabstand von 38 min aufgenommen wurden, bestätigen die Lebensdauer des Niveaus von etwa 1/2 Stunde. Untergrundmessungen unterhalb der Anregungsschwelle zeigen, daß der Peak einen glatten Untergrund entsprechend der gestrichelten Linie in Abb. 3a besitzt.

Übergänge N 461 $\rightarrow$ NO und N665 $\rightarrow$ NO

Die beiden Peaks sitzen zwar auf einem beträchtlichen Untergrund auf; doch ist dieser an der Stelle der Peaks recht glatt, so daß die Untergrundsubtraktion eindeutig ist (Abb. 3c und 3d).

Übergang N1230 $\rightarrow$ N665, $E_\gamma = 565$ KeV

In der Abb. 4a sind Spektrenausschnitte von Messungen unterhalb und oberhalb der Anregungsschwelle gezeigt. Der Untergrund ist etwas strukturiert. Vermutlich überlagert sich der 565 KeV Peak einem kleinen Störpeak von der Reaktion $^{76}\text{Ge}(n, n'\gamma)$ (siehe (Cha 65)). γ -Peaks, die von Reaktionen im Ge-Kristall selbst herrühren, sind meist nach der höherenergetischen Seite hin ausgeschmiert, da mit der γ -erzeugenden Kernreaktion in der Regel auch Rückstoßeffekte auftreten, die eine zusätzliche Energieabgabe an den Kristall bewirken. Für den oberhalb 565 KeV gelegenen kleinen Peak ist uns keine Interpretation bekannt. Die Untergrundsstruktur erschwert die Messungen kleiner Dopplerverschiebungen.

Übergang N1230 $\rightarrow$ N461, $E_\gamma = 770$ KeV

Der 770 KeV Peak fällt mit einem Störpeak zusammen, der unter Vorwärtswinkeln offenbar dopplerverschoben ist (Abb. 5c). Diese Verschiebung ist wesentlich größer als die maximal mögliche Dopplerverschiebung des ^{34}Cl -Peaks gleicher Energie, wenn die α -Einschußenergie bei ~ 8 MeV liegt. Das Ausmaß der Dopplerverschiebung könnte auf eine α -induzierte Störreaktion an einem im Vergleich zu ^{31}P wesentlich leichteren Kern hinweisen. Die Untergrundslegung zur Bestimmung des Peakinhaltes der ^{34}Cl 770 KeV Linie erfolgte so: Bei Messungen unter Vorwärtswinkeln zwischen 0° und 60° war der dopplerverschobene Störpeak abtrennbar. Unter 90° dagegen konnte der Inhalt des Störpeaks nur durch Extrapolation seiner Winkelverteilung ermittelt werden, deren vollständiger Verlauf durch die Messung knapp unterhalb der Anregungsschwelle für N1230 bekannt war.

Übergang N1230 $\rightarrow$ N146, $E_\gamma = 1084$ KeV

Der 1084 KeV Peak liegt in der Nachbarschaft eines starken γ -Peaks bei 1110 KeV (Übergang N2127 $\rightarrow$ NO in ^{34}S , Double Escape) und eines nicht identifizierten γ -Peaks von kleinerer Energie und etwa gleicher Stärke, mit dem er sich teilweise überlappt (Abb. 4b). Die Form dieses Störpeaks ergab sich aus der Messung unterhalb der Anregungsschwelle. Die gestrichelte Linie in Abb. 4b stellt den mutmaßlichen Untergrundverlauf dar.

Übergang N1889 $\rightarrow$ N461, $E_\gamma = 1428$ KeV

Dieser Übergang ist identifizierbar (siehe Abb. 4d), eine Auswertung wegen des hohen und strukturierten Untergrundes jedoch problematisch. Dies gilt insbesondere für Messungen unter Vorwärtswinkeln, da der differentieller Wirkungsquerschnitt hier relativ klein ist und zudem eine starke Dopplerverformung auftritt.

Übergänge von Niveaus noch höherer Anregungsenergie konnten wegen zunehmender Untergrundsschwierigkeiten nicht identifiziert werden.

Für die schwachen γ -Übergänge der tieferliegenden Niveaus, deren Intensitäten nur nach oben hin abgeschätzt werden konnten, sind einschlägige Spektrenausschnitte in den Abb. 5a-c gezeigt. Die gestrichelt eingezeichneten Peaks sollten auftreten, wenn die fraglichen Übergänge entsprechend den in der Figur angegebenen Verzweigungsverhältnissen existierten.

4. Messung von γ -Winkelverteilungen

4.1 Einleitung

Wird ein ^{34}Cl -Niveau mit nichtverschwindendem Spin durch die $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)$ -Reaktion angeregt, dann werden vorzugsweise magnetische Unterzustände mit niedriger Quantenzahl bevölkert. Liegt die Einschubenergie so knapp oberhalb der Anregungsschwelle, daß ausschließlich Neutronen mit Bahndrehimpuls $l_n = 0$ emittiert werden, dann sind nur die magnetischen Quantenzahlen $m = -1, 0, 1$ möglich. Dies ist leicht einzusehen: Im Eingangskanal summieren sich der relative Bahndrehimpuls, der senkrecht zu α -Flugrichtung (z-Achse) orientiert ist, mit dem Spin $1/2$ des nicht polarisierten Targetkerns zum Drehimpuls des Zwischenkerns mit möglichen z-Projektionen $+1/2$ und $-1/2$. Dazu addiert sich im Ausgangskanal, falls $l_n = 0$, nur noch der Spin $1/2$ des Neutrons, so daß der Drehimpuls des Restkerns höchstens die z-Projektionen $m = 1, 0, -1$ haben kann. Wenn auch $l_n = 1$ auftritt, ist $m = 0, 1, 2$ möglich, sofern das angeregte ^{34}Cl -Niveau einen Spin ≥ 2 besitzt.

Die γ -Winkelverteilung $I(\theta)$ eines in dieser Weise angeregten Kernzustandes ist i.a. nicht isotrop. Ihre Form hängt von folgenden Größen ab:

1. Den Besetzungswahrscheinlichkeiten $P(m)$ der magnetischen Unterzustände;
2. Den Spins J_i und J_f der beiden Niveaus, zwischen denen der -Übergang stattfindet;
3. Den verschiedenen Multipolordnungen, die an dem γ -Übergang beteiligt sind, einschließlich ihrer relativen Phasen und Intensitäten (beschrieben durch die üblicherweise mit " δ " bezeichneten Multipolmischungsparameter).

In den meisten Fällen konkurrieren höchsten zwei Multipolordnungen, so daß pro Übergang nur ein unbekannter Mischungsparameter δ auftritt.

In unseren Experimenten wurden die Winkelverteilungen der γ -Übergänge $N461 \rightarrow NO$; $N665 \rightarrow NO$, $N1230 \rightarrow N146/N461/N665$ und $N1890 \rightarrow N461$ gemessen. Daraus sollten die Spins der Niveaus $N461$, $N665$, $N1230$, $N1890$ und die Multipolmischungsparameter der drei Zerfallszweige des Niveaus $N1230$ und des Zerfallszweiges $N1889 \rightarrow N461$ durch Vergleich mit theoretischen Winkelverteilungen bestimmt werden. (Die Grundzustandsübergänge sind ungemischt, da der Grundzustand den Spin 0 besitzt.)

4.2 Experimenteller Aufbau

Zähleraufstellung: Bei der Aufnahme von γ -Winkelverteilungen wurde ein Ge(Li)-Detektor unter wechselnden Winkeln aufgestellt, während ein anderer als ortsfester Monitordetektor diente. Die beiden Detektoren standen auf schwenkbaren Wagen, die im Zentrum einer kreisförmigen Schiene von 60 cm Radius befestigt waren. Der Meßwinkel, bezogen auf die Mitte der zylindrischen Kristalleinfassung, konnte leicht auf etwa $0,5^\circ$ einjustiert werden. Unter Berücksichtigung von Zentrierfehlern bei der Montage des Zählerkristalls schätzen wir die Winkelungenauigkeit auf $\pm 1,5^\circ$ bei einem Target-Detektor-Abstand von ≈ 10 cm.

Targetanordnung: Bei sämtlichen Winkelverteilungsmessungen verwendeten wir Zn_3P_2 -Targets auf Ta-Unterlagen. Einzelheiten der Targetherstellung finden sich in Kap. 9.1. Die Targetkammer wurde so konstruiert, daß auf Absorptionsverluste der γ -Strahlung unter allen Meßwinkeln einfach korrigiert werden konnte. Die Targetkammer ist in Abb. 6 dargestellt. Sie endet in einem Halbzylinder von 5,2 cm Radius, in dessen axialer Ebene das Target unter 45° zur Strahlrichtung eingelegt wird. Die Targetrückseite kann so von außen gekühlt werden. Der Halbzylinder ist mit dem Beschleunigerrohr durch ein 20 cm langes Rohrstück verbunden, das wegen seines geringen äußeren Durchmessers von 2 cm auch Messungen unter relativ spitzen Rückwärtswinkeln erlaubt. Bei einem Detektor-Target-Abstand von 12 cm kann noch unter 160° bei definierten Absorptionsverhältnissen (nur Kammerwandung von 1 mm Messing als

Absorber) gemessen werden. Die Blende befindet sich in der Eintrittsöffnung des Halbzylinders und bildet das Endstück eines langen Blendeneinsatzes, der elektrisch isoliert durch das 20 cm lange Rohrstück geführt ist. Blenden und Targetstrom sind getrennt meßbar.

Bei einigen Messungen wurde dem Targetsystem eine mit flüssigem Stickstoff gekühlte "Kohlenstofffalle" vorgeschaltet. Diese bestand im wesentlichen aus einem mit flüssigem N_2 gekühlten Strahldurchlaß von 10 cm Länge und 1 cm innerem Durchmesser, an dessen kalter Wandung kohlenstoffhaltige Substanzen aus dem Beschleunigerrohr niederschlagen sollten, um so nicht mehr zur Ausbildung von Kohlenstoffschichten auf dem Target beitragen zu können. Die "Kohlenstofffalle" erwies sich allerdings als fast unwirksam.

Elektronische Anordnung: Jeder der beiden Meßzweige enthielt eine Verstärkerkette, bestehend aus ladungsempfindlichem Vorverstärker, Hauptverstärker und Fensterverstärker. Die Analogimpulse der beiden Meßzweige wurden einem mit zwei "ADC-s" bestückten Vielkanalanalysator zugeleitet und in Unterbereichen des aus 4096 Kanälen bestehenden Speichers registriert. Zur Berücksichtigung der Totzeitverluste in den beiden Meßzweigen wurden die Impulse eines 50 Hz-Impulsgenerators an beiden Vorverstärkereingängen mit- eingespeist. (Die in beiden Meßzweigen registrierten Pulserzählraten liefern bei konstanten Meßbedingungen exakt das "lifetime"-Verhältnis.)

Das Blockschaltbild der elektronischen Anordnung ist auf Abb. 7 zu sehen.

4.3 Durchgeführte Experimente

Bis zu Einschußenergien von $E_{\alpha}^{\text{lab}} = 9.23 \text{ MeV}$, entsprechend einer Anregungsenergie von $E^x = 2,4 \text{ MeV}$ in Cl^{34} , haben wir eine Reihe von Winkelverteilungen gemessen. Für jedes der vier untersuchten ^{34}Cl -Niveaus bei 461, 665, 1230 und 1889 KeV liegen Messungen etwa 300 KeV oberhalb und knapp unterhalb der jeweiligen Anregungsschwelle vor. Die Meßwinkel wurden äquidistant im $\cos^2$ -Maßstab zwischen den Grenzen 0° und 90° variiert; ihre Zahl lag zwischen 5 und 10. Der Monitorzähler stand in der Regel unter einem Rückwärtswinkel von 45° in orthogonaler Richtung zur Targetoberfläche. (Bei dieser Anordnung wirkt sich eine Verschiebung des Strahlbrennflecks auf der Targetoberfläche nicht auf die Entfernung zum Monitorzähler aus.)

Meßzeiten und Strahlstürme waren unterschiedlich je nach Einschußenergie, Targetdicke und Qualität der Detektoren. Einige typische Daten für eine Messung bei $E_{\alpha} = 8,2 \text{ MeV}$ ($E^x(^{34}\text{Cl}) = 1,5 \text{ MeV}$) mit $30 \text{ cm}^3 \text{ Ge(Li)}$ -Detektoren seien aufgeführt:

Target: $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2 \text{ Zn}_3\text{P}_2$ auf Ta-Backing; Energieverlust der α -Teilchen in Targetschicht
220 KeV (Target unter 45° orientiert)

Abstand Detektor-Target: 15 cm

Strahlstrom: 200 nA

Blende: Lochblende $\varnothing$ 3 mm oder Spaltblende $4 \times 1,5 \text{ mm}$

Absorber: 3 mm Blei zwischen Target und Detektor zur Unterdrückung niederenergetischer γ -Strahlung

Zählraten in Full-Energy-Peaks:

je $0,3$ bis 2 s^{-1} für Zerfallszweige des 1230 KeV Niveaus und 5 bis 10 s^{-1} für Übergänge $\text{N}461 \rightarrow \text{N}0$ und $\text{N}665 \rightarrow \text{N}0$

Zählrate im Bereich $E_{\gamma} > 200 \text{ KeV}$: 2000 s^{-1}

Totzeitverlust pro Meßzweig: 10 %

Meßzeit pro Winkeleinstellung: 4 Stunden

Die Untergrundsverhältnisse für die Linien des 1230 und 1889 KeV Niveaus wurden unter jedem Meßwinkel im gleichen Meßrun knapp unterhalb der Anregungsschwelle untersucht. Daß einige Winkelverteilungsmessungen anfänglich dennoch scheiterten, lag an einer anderen, zunächst unterschätzten Fehlerquelle: der Bildung von Kohlenstoffniederschlägen auf dem Target. Durch den C-Niederschlag erniedrigt sich während der Messung sukzessive die effektive Einschußenergie der α -Teilchen um mehrere 10 KeV und damit auch - bei Messungen von nur 200 bis 300 KeV oberhalb der Anregungsschwelle - in erheblichem Maß die Reaktionsausbeute (bis zu 30 % während eines Meßruns). Wenn nun der Monitordetektor von nur bescheidener Auflösung war und die relativ intensitätsschwachen α -Linien des 1230 KeV oder 1899 KeV Niveaus im Monitorspektrum nicht ausgewertet werden konnten, stand keine Monitorzählrate zur Verfügung, die die Änderung der Reaktionsausbeute widerspiegelt hätte.

Aus folgender Tabelle sind charakterische Daten der durchgeführten Winkelverteilungsmessungen zusammengestellt. Die Messungen sind nach ihrer zeitlichen Reihenfolge aufgeführt. Die Energien E_{α}^{lab} u. E^x sind auf die Targetmitten zu beziehen. Die Dicken der Zn_3P_2 -Targets werden durch den Energieverlust der α -Teilchen bezeichnet.

Tabelle (4.3) 1

Mess.	E_{α}^{lab} KeV	E^x KeV	Target	Zahl d.Wink.	Ausgewert.Überg. *)
1	7230	765	250 KeV	5	$\text{N2} \rightarrow \text{N0}$
2	7590	1075	250 KeV	5	$\text{N2} \rightarrow \text{N0}$; $\text{N3} \rightarrow \text{N0}$
3	7230	762	250 KeV	11	$\text{N2} \rightarrow \text{N0}$
4	7595	1080	250 KeV	11	$\text{N2} \rightarrow \text{N0}$; $\text{N3} \rightarrow \text{N0}$
5	8210	1655	340 KeV	9	$\text{N2} \rightarrow \text{N0}$; $\text{N3} \rightarrow \text{N0}$; $\text{N4} \rightarrow \text{N1}, \text{N2}, \text{N3}$
6	9060	2390	330 KeV	5	$\text{N2} \rightarrow \text{N0}$; $\text{N3} \rightarrow \text{N0}$; $\text{N4} \rightarrow \text{N1}, \text{N2}, \text{N3}$ $\text{N5} \rightarrow \text{N2}$
7	7600	1085	220 KeV	5	$\text{N1} \rightarrow \text{N0}$; $\text{N2} \rightarrow \text{N0}$; $\text{N3} \rightarrow \text{N0}$
8	8000	1450	220 KeV	5	$\text{N2} \rightarrow \text{N0}$; $\text{N3} \rightarrow \text{N0}$; $\text{N4} \rightarrow \text{N2}, \text{N3}$
9	8030	1475	220 KeV	5	$\text{N2} \rightarrow \text{N0}$; $\text{N3} \rightarrow \text{N0}$; $\text{N4} \rightarrow \text{N1}, \text{N2}, \text{N3}$
10	8310	1725	220 KeV	5	$\text{N2} \rightarrow \text{N0}$; $\text{N3} \rightarrow \text{N0}$; $\text{N4} \rightarrow \text{N1}, \text{N2}, \text{N3}$

*) Niveaus durch ihre Reihenfolge im Niveauschema bezeichnet

Zu der mehrmaligen Messung bei Energien knapp unterhalb und oberhalb der Schwelle für das 1230 KeV Niveau hat uns in erster Linie die anfänglich unbefriedigende Qualität der gemessenen Winkelverteilungen veranlaßt, die mit störenden Kohlenstoffniederschlägen und geringer Detektorauflösung zusammenhing. Die Wiederholungsmessungen 3,4 hatten den Zweck, eine bei den Messungen davor beobachtete Anomalie der(N2→NO)-Winkelverteilung zu verifizieren.

Im Intervall $E_{\alpha} = 460(200)1655$ KeV wurden zudem Messungen mit jeweils zwei Meßwinkeln (0° und 90°) durchgeführt. Die Targetdicke betrug 220 KeV. Diese Messungen sollten Anregungsfunktionen für die 461, 665 und 1230 KeV Niveaus liefern.

In Abb. 8,9 sind mehrere der gemessenen Winkelverteilungen gezeigt. Die Winkel sind im $\cos^2$ -Maßstab, die differentiellen Wirkungsquerschnitte in willkürlichen Einheiten aufgetragen. Die durchgezogenen Kurven stellen jeweils die beste Anpassung durch eine Summe von Legendre-Polynomen dar. Für die Fits an die Winkelverteilungen der 461 und 665 KeV γ -Linien wurden nur Glieder 0-ter und 2-ter Ordnung, in den übrigen Fällen auch das Glied 4-ter Ordnung in der Legendre-Reihe mitgenommen. "

Mit den Winkelverteilungsmessungen haben wir auch die absoluten Anregungsquerschnitte für die einzelnen ^{34}Cl -Niveaus gewonnen. Sie sind in Abb. 11 gezeigt. Die waagerechten Balken durch die Meßpunkte markieren die jeweilige Energieunschärfe des Strahls.

Bei den relativen Winkelverteilungen sind die Fehler der einzelnen Meßpunkte überwiegend statistischer Art und vor allem auf Unsicherheiten bei der Peakauswertung zurückzuführen. Systematische Fehler, die eine Verfälschung der Winkelverteilungsformen bewirken können, sind möglich durch den Einfluß von winkelabhängigen Untergrundstrukturen im γ -Spektrum. Einen ebenfalls winkelabhängigen Trend könnten Fehler bei der Abstandsmessung verursachen. Um der Auswirkung zeitabhängiger Fehlertrends zu begegnen, haben wir die Winkleinstellungen nicht in monotoner Folge, sondern in Sprüngen und bei Wiederholungsmessungen in verschiedener Reihenfolge geändert.

Nachfolgende Tabelle gibt typische experimentelle Fehlerbeiträge.
Es bedeuten:

$(\Delta P/P)_{\text{stat.}}$	Statistischer Fehler der Peakzählrate; er hängt ab vom Meßwinkel.
$(\Delta \frac{I(0^\circ)}{I(90^\circ)})_{\text{stat.}}$	Statistischer Anisotropiefehler einer Winkelverteilung, bezogen auf den Fall von etwa 5 Meßwinkeln.
$(\Delta \frac{I(0^\circ)}{I(90^\circ)})_{\text{syst.}}$	Geschätzter systematischer Anisotropiefehler.
$(\Delta \frac{I(0^\circ)}{I(90^\circ)})_{\text{ges.}}$	Gesamtfehler der Anisotropie.

γ -Linie (KeV)	$(\Delta P/P)_{\text{stat.}}$		$\Delta \frac{I(0^\circ)}{I(90^\circ)}_{\text{syst.}}$	$\Delta \frac{I(0^\circ)}{I(90^\circ)}_{\text{stat.}}$	$\Delta \frac{I(0^\circ)}{I(90^\circ)}_{\text{ges.}}$
	0°	90°			
461 ($N2 \rightarrow N0$)	5 %	4 %	2 %	5 %	6 %
665 ($N3 \rightarrow N0$)	6 %	5 %	2 %	5 %	6 %
565 ($N4 \rightarrow N3$)	8 %	12 %	5 %	10 %	12 %
770 ($N4 \rightarrow N2$)	7 %	14 %	5 %	10 %	12 %
1084 ($N4 \rightarrow N1$)	15 %	5 %	5 %	10 %	12 %
1430 ($N5 \rightarrow N2$)	20 %	10 %	15 %	15 %	21 %

Wegen der relativ schwachen Winkelverteilungsanisotropien ist die Unsicherheit des Meßwinkels von $1,5^\circ$ bedeutungslos, ebenso wie der Einfluß des endlichen Zähler-Öffnungswinkels.

Bei der Bestimmung absoluter integrierter Wirkungsquerschnitte gehen zusätzlich vor allem Unsicherheiten bezüglich der Targetdicke, der Ansprechwahrscheinlichkeit des Ge(Li)-Detektors und des Stromintegrators ein. Sie dürften zusammen bis zu 20 % ausmachen. Betrachtet man relative Intensitäten, etwa zur Bestimmung eines Verzweigungsverhältnisses, spielt nur die relative Ansprechwahrscheinlichkeit eine Rolle, deren Unsicherheit bei 4 % liegt.

5. Polarisationsmessungen

Wie sich im Verlauf der Winkelverteilungsanalyse herausstellte (siehe Abschn. 6), kann aus Winkelverteilungsformen der $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)$ -Reaktion nicht direkt auf den Paritätsunterschied der am γ -Übergang beteiligten Niveaus geschlossen werden. Insbesondere ließ sich im Fall der Dipolübergänge $\text{N}461 \rightarrow \text{N}0$ und $\text{N}665 \rightarrow \text{N}0$ nicht zwischen den Möglichkeiten M1- oder E1-Strahlung entscheiden.

Nun gibt es eine Reihe von Gesichtspunkten, die für positive Parität der tiefliegenden ^{34}Cl -Zustände sprechen. Einige Argumente hierzu seien nur angedeutet: 1. Nach der Schalenmodellsystematik sind Zustände mit negativer Parität erst bei Anregungsenergien > 2 MeV zu erwarten. 2. Die Langlebigkeit der Niveaus N461 und N665 wäre bei E1-Zerfall sehr ungewöhnlich. 3. Negative Parität der beiden Niveaus N1230 und N1889 würde die recht unwahrscheinliche Emission gemischter M2/E1-Strahlung bedeuten.

Im Falle der Niveaus N461 und N665 haben wir die Parität bzw. den Multipolcharakter der emittierten γ -Strahlung durch Messung der γ -Polarisation überprüft. Der theoretische Hintergrund dieses Meßverfahrens und die experimentelle Technik sollen im folgenden nur skizziert werden. Einzelheiten und Literaturzitate sind der Arbeit (Br 71) zu entnehmen.

Als Polarisation P bezüglich der Emissionsrichtung k definiert man üblicherweise:

$$(1) \quad P = \frac{w_1 - w_2}{w_1 + w_2}$$

w_1 ist der Anteil der γ -Quanten, deren Polarisationssebene mit der Reaktionsebene (aufgespannt von k und der z-Achse) zusammenfällt. w_2 ist der Anteil der übrigen γ -Quanten, die senkrecht zur Reaktionsebene polarisiert sind. Für den uns interessierenden Fall reiner Dipolstrahlung gilt bei Beobachtung unter 90° :

$$(2) \quad P = + (3a_2/a_0) / (2-a_2/a_0) \quad \text{für M1-Strahlung}$$

$$(3) \quad P = - (3a_2/a_0) / (2-a_2/a_0) \quad \text{für E1-Strahlung}$$

Die Legendre-Koeffizienten a_0 und a_2 beschreiben die korrespondierende γ -Winkelverteilung. Die Abhängigkeit von dem Multipolcharakter (M1 oder E1) äußert sich nur im Vorzeichen der Polarisation.

Zur Bestimmung der Paritäten der Niveaus N461 und N665 genügt also die Messung der entsprechenden Winkelverteilungen ($\rightarrow a_2/a_0$) und des Vorzeichens der Polarisation.

Die von uns verwendete Methode der Polarisationsmessung beruht auf der Polarisationsempfindlichkeit der Comptonstreuung. Als Maß für die Comptonstreuung dient die Koinzidenzzählrate zweier in "Tuchföhlung" montierter Ge(Li)-Zählkristalle, die comptongestreute γ -Strahlung miteinander austauschen. Liegt die Verbindungslinie der beiden Kristalle in der Polarisationssebene einfallender polarisierter γ -Strahlung, dann ist die Koinzidenzzählrate (" $N_{\parallel}$ ") kleiner als bei orthogonaler Orientierung der Verbindungslinie zur Polarisationssebene (Koinzidenzzählrate " $N_{\perp}$ "). Die Größe

$$Q = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}}$$

ist der nach (1) definierten Polarisation proportional, wenn die Stellungen " $\perp$ " und " $\parallel$ " sich auf die Reaktionsebene beziehen.

Der Proportionalitätsfaktor R ist abhängig von der γ -Energie und der Zählergeometrie und wird mit Hilfe von Eichlinien bekannter Polarisation bestimmt.

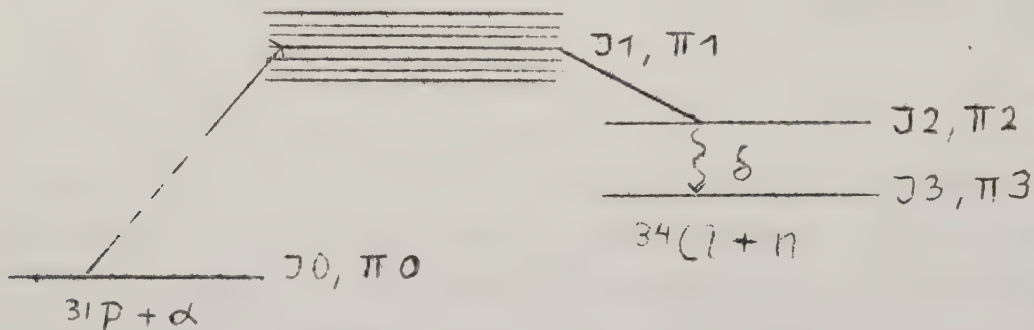
Bei unseren Messungen wurden die den Gleichungen (2) und (3) zugrundeliegende Beobachtungsrichtung von 90° eingehalten. In folgender Tabelle sind die Meßdaten eingetragen, aus denen eindeutig der M1-Charakter der γ -Übergänge N461 $\rightarrow$ N0 und N665 $\rightarrow$ N0 hervorgeht.

	a_2/a_0	P(M1)	P(E1)	Q	R	Q/R
N461 $\rightarrow$ N0 E = 7.3 MeV	-0,27 $\pm$ 0,03	-0,47 $\pm$ 0,05	+0,47 $\pm$ 0,05	-(7.7 $\pm$ 1,5)%	0,22 $\pm$ 0,01	-0,35 $\pm$ 0,08
N665 $\rightarrow$ N0 E = 7,52MeV	-0,20 $\pm$ 0,03	-0,33 $\pm$ 0,04	+0,33 $\pm$ 0,04	-(5 $\pm$ 2)%	0,20 $\pm$ 0,01	-0,25 $\pm$ 0,08

Die Größe Q/R stimmt mit $P(M1)$ innerhalb der Fehlergrenzen überein. Die Paritätsbestimmung durch Messung der γ -Polarisation hätte ohne großen Aufwand auf die Niveaus N1230 und N1889 ausgedehnt werden können. Für gemischte Dipol-Quadrupol-Übergänge, die dann Gegenstand der Untersuchung wären, existieren zu (2) und (3) ähnliche, wenn auch etwas kompliziertere Ausdrücke. Da uns jedoch mittlerweile Ergebnisse der Transferreaktion $^{33}\text{S}(^3\text{He},d)^{34}\text{Cl}$ (Ers 70) bekannt wurden, aus denen eindeutig positive Parität für die beiden fraglichen ^{34}Cl -Niveaus folgt, haben wir von weiteren Polarisationsmessungen abgesehen.

6. Analyse der γ -Winkelverteilungen

Zur Bestimmung unbekannter Spins, Paritäten und Multipolmischungsparameter (" δ "-Parameter) wurden die gemessenen γ -Winkelverteilungen der $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)^{34}\text{Cl}$ -Reaktion mit theoretischen Verteilungen der statistischen Theorie von Hauser, Feshbach und Satchler nach der χ^2 -Methode (siehe Anhang (A.1)) verglichen und dabei Testsätze ($J_2, \pi_2, J_3, \pi_3, \delta$) durchgespielt. Beigefügte Skizze erklärt die Bezeichnungen.



Die χ^2 -Kurven für gemischte Dipol-Quadrupolübergänge hängen in unserem Experiment empfindlich von den Spinwerten der am γ -Übergang beteiligten Niveaus ab, sind aber nahezu unempfindlich gegenüber den Paritäten. Demzufolge ergeben sich aus den Winkelverteilungsmessungen nur die Spins der untersuchten Niveaus, während deren Paritäten durch anderweitige Messungen festgelegt werden müssen.

Wie in Kap. 4.3 ausgeführt wurde, besitzen die vier von uns untersuchten ^{34}Cl -Niveaus positive Parität. Im folgenden werden diese Paritätswerte als bekannte Größen vorausgesetzt.

Die für die Festlegung der Spins (J) und Mischungsparameter (δ) wesentlichen $\chi^2(\delta)$ -Kurven sind in den Abb. 10a-d dargestellt. Sie beziehen sich auf eine Messung mit einer Einschußenergie von 250 KeV oberhalb der Anregungsschwelle des 1230 KeV Niveaus (Messung 9 der Tabelle (4.3)1 in Kap. 4.3). Die χ^2 -Werte sind in der normierten Form $\chi^2/(N-1)$ über $\arctg \delta$ aufgetragen (N Zahl der Meßwinkel). Ferner sind Wahrscheinlichkeitsgrenzen eingetragen,

deren Bedeutung im Anhang A1 erläutert ist. Relativ zum "richtigen" Minimum $\chi^2_{\min}/(N-1)$ ist die Gerade $(\chi^2_{\min} + 1)/(N-1)$ eingezeichnet, deren Schnittpunkte mit der χ^2 -Kurve einen Meßfehlerbereich eingrenzen.

Die Überlegungen, die auf die gesuchten spektroskopischen Größen führen, sollen für die einzelnen Niveaus der Reihe nach dargelegt werden.

461 und 665 KeV Niveaus: Für die reinen Multipolübergänge $N461 \rightarrow NO$, $N665 \rightarrow NO$ gibt es keine χ^2 -Kurven, sondern zu jeder Spinannahme jeweils nur einen χ^2 -Wert. Aus beigefügter Tabelle ist zu entnehmen, daß für beide Zustände der Spin $J = 1$ möglich, der Spin $J = 2$ aber unmöglich ist.

Übergang	Messung	$J = 1$	$J = 2$	0,1 % - Vertr.-Grenze
$N461 \rightarrow NO$	3	1.42	40.4	3.0
$N665 \rightarrow NO$	4	0.71	37.0	3.0

Die 3. und 4. Spalte der Tabelle enthalten normierte χ^2 -Werte. Rechnungen für $J > 2$ wurden nicht durchgeführt, da solche Spinzuordnungen von vornherein zu unwahrscheinlich sind. Folgende Gründe mögen das belegen: Die im Falle $J > 2$ in Betracht kommenden M3, E4, M5-Übergänge zum Grundzustand sind in der Regel um mehrere Größenordnungen langsamer als tatsächlich gemessen (siehe Kap. 10). Das Fehlen der Übergänge zum $(3+)$ -Niveau (146 KeV), die mit niedrigeren Multipolordnungen einhergingen, wäre sehr ungewöhnlich. Der gemessene Anregungsquerschnitt ist für beide Niveaus mit dem Anregungsquerschnitt der Hauser-Feshbach-Theorie nur unter der Annahme $J \leq 2$ und $J \geq 6$ vereinbar (wobei die Möglichkeit $J \geq 6$ ausscheidet, da sie den beobachteten Zerfallswahrscheinlichkeiten widerspricht). Diese Aussage besitzt Gewicht, da sich das Kriterium des Anregungsquerschnitts bei allen von uns untersuchten Niveaus gut bewährt hat (siehe Kap. 7.2).

Auf der Abb. 8 sind gemessene Winkelverteilungen der Übergänge $N461 \rightarrow NO$, $N665 \rightarrow NO$ gezeigt. Die gute Übereinstimmung mit den theoretischen Verteilungen (durchgezogene Linien) für $J = 1$ ist offensichtlich.

1230 KeV Niveau: Die Winkelverteilungen aller Zerfallszweige wurden gemessen und analysiert. Als mögliche Spinzuordnungen kamen $J = 1, 2, 3$ in die engere Wahl. Spinwerte > 3 sind aus ähnlichen Gründen wie oben ausgeschlossen. Die χ^2 -Kurven zum Übergang $N1230 \rightarrow N146$ beweisen, daß sowohl $J = 1$ als auch $J = 3$ ausscheiden (Abb. 10). Für Übergänge $N1230 \rightarrow N461$ und $N1230 \rightarrow N665$ sind der Einfachheit halber nur die χ^2 -Kurven zu $J = 2$ gezeigt. Mit der Spinzuordnung $J = 2$ folgt für die γ -Strahlung aller Zerfallszweige ein E2/M1-Charakter (Übergang zwischen Niveaus gleicher Parität).

Leider besitzt nur die χ^2 -Kurve des Überganges $N1230 \rightarrow N665$ ein scharfes Minimum und ermöglicht eine relativ genaue δ -Bestimmung. Der δ -Fehlerbereich des Überganges $N1230 \rightarrow N146$ dagegen enthält neben dem tiefsten Minimum noch ein Seitenminimum. Die damit verbundene Zweideutigkeit entsteht dadurch, daß die gemessene Anisotropie fast im Minimum der theoretischen Anisotropiekurve liegt. Den beiden Lösungen δ_1, δ_2 entsprechen so ähnliche Winkelverteilungen, daß zwischen ihnen auch nicht mit der χ^2 -Methode mit Sicherheit entschieden werden kann.

Die γ -Anisotropie des Überganges $N1230 \rightarrow N461$ liegt in der Nähe eines Maximums der theoretischen Anisotropiekurve. Zu einer relativ großen Umgebung des Maximums gehören wieder sehr ähnliche Winkelverteilungen, so daß das Minimum der χ^2 -Kurve sehr flach wird.

Die Tabelle (6.3)1 enthält die Werte $\delta_{\min}$, die den tiefsten Minima der χ^2 -Kurven der qualitativ besten Messung 9 (siehe Tab. (4.3),1) entsprechen. Ferner sind die Fehlerbereiche $\Delta' \delta$ und $\Delta'' \delta$ angegeben, die sich jeweils nach der " χ^2+1 "-Methode und der "Anisotropie"-Methode (siehe Anhang A.1) ergeben haben. Der Fehlerbereich für δ , den wir als Ergebnis festhalten, enthält sowohl $\Delta' \delta$ wie $\Delta'' \delta$.

Innerhalb der Fehlergrenzen ergaben sich bei der Messung 10, die bei einer Einschubenergie 500 KeV oberhalb der Anregungsschwelle des 1230 KeV-Niveaus durchgeführt wurde, die gleichen δ -Parameter.

1889 KeV Niveau: Nur der Zerfallszweig $N1889 \rightarrow N461$ war auswertbar. Die beobachtete Anisotropie $W(0^\circ)/W(90^\circ) \cong 0,5$ schließt einen E2-Übergang $(3+) \rightarrow (1+)$ aus, für den eine etwa dreimal so große Anisotropie kennzeichnend ist. Die Möglichkeit $J(N1889) = 1$ scheidet aus, wie aus der entsprechenden χ^2 -Kurve (Abb. 10) ersichtlich. Damit steht $J(1889) = 2$ fest. Die χ^2 -Kurve hierzu enthält zwei getrennte scharfe Minima, so daß keine eindeutige Festlegung des δ -Parameters möglich ist. Die beiden in Frage kommenden δ -Werte sind in Tabelle (6)1 aufgeführt.

Nach Abschluß unserer Messungen und des überwiegenden Teiles der Analyse erschienen zwei Arbeiten von Brandolini et al. (Br 70a, Br 70b), in denen mit Hilfe der $^{32}\text{S}(^3\text{He}, p\gamma)$ -Reaktion u.a. Spins und Mischungsverhältnisse von Niveaus bzw. Übergängen des ^{34}Cl -Kerns bestimmt wurden. Die Ergebnisse wurden aus Tripel-Korrelationsmessungen mit gleichzeitiger Beobachtung von rückwärts emittierten Protonen und γ -Quanten verschiedener Emissionsrichtung ("Methode Litherland II") gewonnen. Die Tripelkorrelationsmessungen führen ähnlich wie unsere γ -Winkelverteilungsmessungen nicht direkt zu einer Festlegung der Paritäten angeregter ^{34}Cl -Niveaus. Die von diesen Autoren gefundenen Mischungsparameter sind in der letzten Spalte der Tabelle (6.)1 aufgeführt. Die Ergebnisse von Brandolini et al. stimmen mit den unsrigen innerhalb der Fehlergrenzen überein. Im Falle des Überganges $N1889 \rightarrow N461$ ist die δ -Bestimmung von Brandolini et al. eindeutig.

Tabelle (6.)1

	Min	$\Delta' \delta$	$\Delta'' \delta$	δ a)	δ b)
N1230 N665	-0.46	-0.41...-0.51	-0.39...-0.52	-0.46 $\pm$ 0.07	-0.37 $\pm$ 0.09
N1230 N461	-1.70	-1.22...-2.30	-1.00...-2.20	-1.65 $\pm$ 0.65	-0.7...-4.0
N1230 N146	-2.10 -0.70	-1.50...-2.70 -0.55...-0.94	-1.70...-2.60 -0.60...-0.84	-1.6 $\pm$ 1.1	-0.4...-4.0
N1889 N461	0.12 1.8	0.04... 0.20 1.4 .. 2.2	0.05... 0.19 1.5 .. 2.1	0.12 $\pm$ 0.08 1.8 $\pm$ 0.4	1.8 $\pm$ 0.2

a) unsere Arbeit

b) Brandolini et al.

7. Statistische Reaktionstheorie

Für die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse wurden theoretische Winkelverteilungen nach der statistischen Theorie von Hauser und Feshbach (Ha 52) verwendet. Die damit verbundene Modellabhängigkeit könnte eine Unsicherheit insbesondere bei der Bestimmung der kontinuierlichen δ -Parameter bedeuten. Es ist daher überlegenswert, ob man nicht besser die relativen Besetzungswahrscheinlichkeiten der magnetischen Unterzustände als freie Parameter betrachtet und sie für jeden Testsatz $\pi_1, \pi_2, \pi_3, \delta$ so lange variiert, bis eine optimale Übereinstimmung mit der experimentellen Winkelverteilung erreicht wird. Üblich ist dieses Verfahren bei Tripel-Korrelationsmessungen.

Für den Vorzug einer Hauser-Feshbach-Analyse in unserem Experiment sprechen folgende Argumente:

- 1.) Die Voraussetzungen für die Anwendbarkeit der Hauser-Feshbach-Theorie sind mit einiger Wahrscheinlichkeit gegeben.
- 2.) Das Verfahren der Besetzungszahlen-Variation ist nicht ohne Nachteile: Die χ^2 -Kurven besitzen mitunter verbreiterte Minima oder zusätzliche Nebenminima, die allein dadurch entstehen, daß physikalisch unrealistische Besetzungszahlen aus dem Fit hervorgehen. Mit dieser Schwierigkeit wäre bei der Analyse unseres Experiments zu rechnen, da mindestens zwei Besetzungszahlen unabhängig voneinander variiert werden müßten.
- 3.) Die Überprüfung der statistischen Theorie ist von eigenem Interesse. Die Grundzustandsübergänge in ^{34}Cl bieten sich wegen ihres reinen Multipolcharakters für einen quantitativen Test der Theorie an.

In den folgenden Unterabschnitten soll näher auf die Hauser-Feshbach-Theorie eingegangen und ihre Gültigkeit bei der $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)$ -Reaktion diskutiert werden.

7.1 Ausgeführte Rechnungen

Zur Berechnung der Anregungsquerschnitte und γ -Winkelverteilungen bei der $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)^{34}\text{Cl}$ -Reaktion müssen die Endniveaus der konkurrierenden Reaktionen $^{31}\text{P}(\alpha, \alpha'\gamma)^{31}\text{P}$ und $^{31}\text{P}(\alpha, p\gamma)^{34}\text{S}$ mit ihren Spins und Paritäten bekannt sein. Bei einer Einschußenergie $E_{\alpha}^{\text{lab}} = 8.0 \text{ MeV}$ (entsprechend $E^x(^{34}\text{Cl}) = 1.45 \text{ MeV}$) werden neben den ^{34}Cl -Niveaus etwa 16 bekannte ^{34}S -Niveaus (bis $E^x(^{34}\text{S}) \approx 6.0 \text{ MeV}$) und 7 ^{31}P -Niveaus (bis $E^x(^{31}\text{P}) = 4.0 \text{ MeV}$) angeregt. Da beide Kerne recht gut erforscht sind, ist die Existenz von weiteren bisher unentdeckten Niveaus in den fraglichen Anregungsbereichen nicht sehr wahrscheinlich. Von 6 der 16 ^{34}S -Niveaus waren uns die $J\pi$ -Werte unbekannt. Testrechnungen zeigten, daß die Form der zu analysierenden γ -Winkelverteilungen nahezu unempfindlich gegen willkürliche $J\pi$ -Zuordnungen für diese Niveaus waren. Dagegen betrug der Unterschied in den absoluten Wirkungsquerschnitten bis zu 20 %, je nachdem, ob die 6 Niveaus weggelassen oder willkürlich als $(2+)$ -Niveaus mitgeführt wurden. Mit $J = 1$ und $J = 2$ fiel dieser Unterschied kleiner aus, während die Wahl der Parität praktisch keinen Einfluß hatte. Bei der endgültigen Rechnung haben wir den 6 Niveaus abwechselnd die $(J\pi)$ -Werte $1+$ und $2+$ zugeordnet (der Durchschnittswert der 11 bekannten Spins bis $E^x(^{34}\text{S}) \leq 6.13 \text{ MeV}$ beträgt 1.3). Wir nehmen an, auf diese Weise dem korrekten theoretischen Anregungsquerschnitt auf wenigstens 10 % nahezukommen.

Die Transmissionskoeffizienten für α -Teilchen, Protonen und Neutronen entnahmen wir entweder Tabellenwerken oder berechneten sie mit Hilfe des Computer-Programmes "Abacus" unter Verwendung von optischen Standardpotentialen der Literatur. Für die Berechnung der Protonen- T_1 -Werte legten wir ein von Perey (Pe 63) angegebenes lokales optisches Potential zugrunde. Optische Potentiale von α -Teilchen fanden wir bei Bock (Bo 67) für Targetkerne $A \geq 40$. Unter Berücksichtigung A -abhängiger Trends der Potentialparameter extrapolierten wir auf den Targetkern ^{31}P . Die verwendeten Neutronen-Transmissionskoeffizienten sind in dem von Auerbach und Perey herausgegebenen BNL-Bericht (Au 62) tabuliert und entsprechen einem von Bjorklund und Fernbach vorgeschlagenen lokalen optischen Potential.

Die verwendeten Transmissionskoeffizienten für Protonen und Neutronen hängen von der Spin-Bahn-Kopplung ab.

Wir berechneten die γ -Wirkungsquerschnitte der Ha-Fe-Sa-Theorie bei einer Reihe von Einschußenergien. Oberhalb $E^{\text{lab}} = 8.0 \text{ MeV}$ kommt eine große Zahl von konkurrierenden (α, p) -Kanälen ins Spiel, deren Endniveaus unbekannte Spins und Paritäten besitzen. Bei diesen Einschußenergien haben wir die (α, n) -Wirkungsquerschnitte unter Vernachlässigung der spektroskopisch unbestimmten Niveaus berechnet. Die Winkelverteilungsformen sollten dadurch, wie schon oben vermerkt, nur unwesentlich berührt werden; die absoluten Anregungsquerschnitte fallen dagegen sicher beträchtlich überhöht aus, so daß wir sie in diesem Energiebereich für Vergleiche mit experimentellen Daten nicht heranziehen werden.

Mit Hilfe des Computerprogrammes "HFMO" von C. Bindhardt berechneten wir den Effekt der "iveaubreitenfluktuation (siehe Anhang A.2), wie er durch die Formel (31) des Artikels (Mo 64) für den Fall $Q = 0$ beschrieben wird.

7.2 Vergleich zwischen Experiment und Theorie

Absolute Anregungsquerschnitte: In Abb. 11 sind die gerechneten und gemessenen Anregungsquerschnitte für die einzelnen ^{34}Cl -Niveaus dargestellt. Die mit durchbrochener Linie gezeichneten Anregungsfunktionen wurden unter Berücksichtigung der "Niveaubreitenfluktuation" berechnet. Sie liegen niedriger als die unkorrigierten Ha-Fe-Sa-Anregungsquerschnitte. Die gezeigten Wirkungsquerschnitte beziehen sich auf die direkte Anregung der Niveaus. (Der experimentelle Anregungsquerschnitt eines Niveaus ergibt sich i.a. nicht direkt aus der gemessenen γ -Ausbeute, sondern erst nach Subtraktion von Kaskadenbeiträgen vom Zerfall höherer Niveaus.)

Der Meßfehler beträgt in der Regel 20 % und ist vor allem auf die Unsicherheit der Targetdicke zurückzuführen. In der Nähe der Anregungsschwellen ist der Meßfehler noch größer anzunehmen, da die Einschußenergie durch Kohlenstoffniederschlag auf dem Target verfälscht ist. Eine Verschiebung der effektiven Einschußenergie nach kleineren Werten bewirkt bei steil ansteigender Anregungsfunktion eine systematische Verkleinerung des gemessenen Wirkungsquerschnittes. Die Querbalken durch die Meßpunkte (siehe Abb. 11) markieren den Bereich der Energiemittelung entsprechend der Targetdicke.

Die theoretischen Kurven sind nur bis etwa $E^x(^{34}\text{Cl}) = 1.4 \text{ MeV}$ fortgeführt, da bei höherer Energie eine große Zahl spektroskopisch unbestimmter ^{34}S -Niveaus angeregt werden, die in der Rechnung nicht explizit mitgeführt werden können. Im großen und ganzen liegen die Meßwerte deutlich unterhalb der theoretischen Kurven. Bei Berücksichtigung der Niveaubreitenfluktuation ergibt sich offenbar eine bessere Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie. Wenn man bedenkt, daß die Wahl der Parameter des optischen Modells für Neutronen und Protonen *) die Anregungsquerschnitte in der Größenordnung von 20 % verschieben kann, ist der Grad der Übereinstimmung zwischen experimentellen und theoretischen Anregungsfunktionen nicht unbefriedigend.

Relative Anregungsquerschnitte: Wenn die absoluten Anregungsquerschnitte mehrerer Niveaus nebeneinander gemessen werden können, ist der Vergleich der Verhältnisse

$$Q_i = \sigma_i^{\text{exp}} / \sigma_i^{\text{th}} \quad (\text{Index } i \text{ bezeichnet Niveau})$$

von Interesse. Falls nämlich die statistische Theorie die Anregung der verschiedenen Niveaus konsistent beschreibt, sollten die Verhältnisse Q_i ungefähr gleich sein, vorausgesetzt, daß bei der Rechnung korrekte spektroskopische Parameter verwendet werden. Einige systematische Meßfehler (wie z.B. Targetdicke) spielen bei dem Vergleich der Verhältnisse Q_i keine Rolle. Auch gewisse Unsicher-

+) Das optische Modell für α -Teilchen, das im wesentlichen den Compoundbildungsquerschnitt bestimmt, ist unkritisch, da die interessierenden T_1 -Werte nahezu = 1 sind.

heiten bei der Rechnung (wie z.B. ungenügende Kenntnis aller Ausgangskanäle), die tendenziell eine Erhöhung oder Erniedrigung bei allen Anregungsquerschnitten bewirken, gehen nicht kritisch ein.

Falls die Anregungsquerschnitte sehr empfindlich von den Spins und Paritäten der angeregten Zustände abhängen, kann das Verhältnis $\frac{\sigma_i^{\text{exp}}}{\sigma_i^{\text{th}}}$ zur Festlegung der richtigen Werte J dienen. Bei der $^{31}\text{P}(\alpha, n)^{34}\text{Cl}$ -Reaktion ist wegen der möglichen hohen Drehimpulsüberträge durch die α -Teilchen ein Ansteigen der Anregungsquerschnitte mit zunehmendem Spin des Restkerns zu erwarten. Auf Abb. 12 ist diese Tendenz bis zu Spinwerten $J \geq 5$ deutlich zu erkennen. Die gezeigten Wirkungsquerschnitte der statistischen Theorie beziehen sich auf Anregung eines ^{34}Cl -Niveaus bei einer Einschußenergie ≈ 300 KeV oberhalb der Anregungsschwelle.

Auf der Abb. 13 sind zu mehreren Einschußenergien die Verhältnisse $Q_i^x \equiv \sigma_i^{\text{exp}} / (\sigma_i^{\text{th}} \cdot N(E_\alpha))$ für die verschiedenen gleichzeitig angeregten Restkernniveaus eingezeichnet. Der Faktor $N(E_\alpha)$ hängt nur von der Einschußenergie ab. Er wurde so gewählt, daß die Q_i^x -Werte bei richtiger Spinannahme in der Nähe von 1 liegen. Oder anders umschrieben: Die Summe der theoretischen Anregungsquerschnitte σ_i^{th} wurde auf die Summe der Anregungsquerschnitte σ_i^{exp} normiert. Wegen der zunehmenden Zahl konkurrierender Reaktionskanäle, die bei unseren Rechnungen mangels spektroskopischer Information nicht mitgeführt werden konnten, werden die Verhältnisse $\sigma_i^{\text{exp}} / \sigma_i^{\text{th}}$ mit wachsender Einschußenergie immer kleiner. Nimmt man für die Spins der ^{34}Cl -Niveaus zu große oder zu kleine Werte an, dann fallen die Q_i^x -Werte in die schraffierten Bereiche unterhalb 0.75 und oberhalb 1.25. Ist der Spin eines Niveaus unbekannt, dann sollte gemäß dieser Systematik derjenige Spin zutreffend sein, mit dem das Verhältnis Q_i^x in den Bereich (0.75 .. 1.25) fällt.

Eine Anwendung dieser Bestimmungsmethode ergab sich in dieser Arbeit. Als nach einer Überblicksmessung der Anregungsquerschnitt des 1889 MeV-Niveaus nebst den Anregungsquerschnitten der tieferliegenden Niveaus vorlag, erschien uns für das 1889 KeV-Niveau die Spinzuordnung $J = 2$ als wahrscheinlich und höchstens $J = 1$ noch möglich. Eine spätere (wesentlich aufwendigere) Winkelverteilungsmessung entschied zugunsten der Zuordnung $J = 2$.

Die Anregungsquerschnitte bei der $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)$ -Reaktion hängen von den Paritäten weit weniger stark ab als von den Spins. Bei festgehaltenem Spin liegen die Anregungsquerschnitte für negative Parität um etwa 20 % höher als für positive Parität.

Ml-Winkelverteilungen: Die Anisotropien der Ml-Winkelverteilungen der Übergänge $\text{N}461 \rightarrow \text{NO}$ und $\text{N}665 \rightarrow \text{NO}$ sind in Abb. 14 dargestellt. Die offenen Meßpunkte stammen aus Messungen zur Bestimmung von Anregungsfunktionen, die in 200 KeV-Schritten mit zwei γ -Zählern unter 0° und 90° durchgeführt wurden. Die übrigen Meßpunkte ergaben sich aus einzelnen Winkelverteilungsmessungen.

Die Meßwerte beziehen sich auf die direkte Anregung der beiden Niveaus. Die Korrektur bezüglich der relativ intensitätsschwachen Kaskadenbeiträge bringt zunächst keine erhebliche Unsicherheit mit sich. Das gilt insbesondere für den Übergang $\text{N}665 \rightarrow \text{NO}$, da die sekundäre Kaskade nach dem Zerfall $\text{N}1230 \rightarrow \text{N}665$ nahezu die gleiche Anisotropie wie die auf Direktanregung folgende γ -Strahlung aufweist. Bei der höchsten Einschußenergie $E_\alpha = 9.225$ MeV entsprechend $E^x = 2.380$ MeV haben wir jedoch die Winkelverteilung $\text{N}461 \rightarrow \text{NO}$ nicht mehr berücksichtigt, da bei dieser Einschußenergie bereits mehrere Kaskaden nach $\text{N}461$ übergehen, deren Einfluß wir nicht genügend genau abschätzen konnten.

Die Winkelverteilung des Überganges $\text{N}665 \rightarrow \text{NO}$ wird von der statistischen Theorie bei allen von uns verwendeten Einschußenergien recht gut vorausgesagt. Selbst weit oberhalb der Anregungsschwelle besteht Übereinstimmung innerhalb des Meßfehlers. Im Falle der Anregung des 461 KeV-Niveaus zeigt sich allerdings eine deutliche Anomalie bei $E_\alpha \approx 7.8$ MeV. Auf diesen Effekt soll anschließend noch näher eingegangen werden. Die Einschußenergien, bei denen Winkelverteilungen zur Bestimmung von Mischungsparametern gemessen wurden, liegen oberhalb der erwähnten Anomalie; also in einem Energiebereich, in dem sich anhand der Abb. 14 keine Anhaltspunkte für ein Versagen der statistischen Theorie ergeben.

Die Untersuchung der beiden Winkelverteilungen zeigt, daß selbst bei Verwendung dicker Targets (≈ 250 KeV) krasse Abweichungen von der statistischen Theorie vorkommen können. Ebenso trifft aber zu, daß bei kritischer Anwendung der statistischen Theorie zuverlässige spektroskopische Daten gewinnbar sind.

7.3 Zwischenkernresonanz bei $E = 7.8$ MeV

Die Einschußenergie von $E = 7.8$ MeV entspricht einer Anregung des ^{35}Cl -Zwischenkerns von 13.9 MeV. Über die Eigenschaften des ^{35}Cl -Zwischenkerns in diesen Anregungsbereich haben Umbarger et al. (Um 70) einige experimentelle Informationen geliefert. Diese Autoren haben Aktivierungsausbeuten mit Hilfe der Reaktionen $^{31}\text{P}(\alpha, n)^{34}\text{Cl}^{(o)}$, $^{34}\text{Cl}^{(m)}$ und $^{34}\text{S}(p, n)^{34}\text{Cl}^{(o)}$, $^{34}\text{Cl}^{(m)}$ gemessen und dabei einen Anregungsbereich des ^{35}Cl -Zwischenkerns von 12.5 bis 14.0 MeV überstrichen. Ferner haben sie in besonders interessant erscheinenden kleineren Energiebereichen die elastische α -Streuung an ^{31}P untersucht. Die Aktivierungsausbeuten der Reaktionen $^{31}\text{P}(\alpha, n)^{34}\text{Cl}^{(o)}$ und $^{34}\text{S}(p, n)^{34}\text{Cl}^{(o)}$ weisen nun gerade bei $E^x(\text{Cl}^{36}) = 13.9$ MeV eine Resonanz von etwa 80 KeV Breite auf, die bei der (p, n)-Reaktion besonders gut ausgeprägt ist. Die Resonanz erscheint dagegen nicht in der elastischen α -Streuung, über die Reaktionen $^{31}\text{P}(\alpha, n)^{34}\text{Cl}^{(m)}$ und $^{34}\text{S}(p, n)^{34}\text{Cl}^{(m)}$ werden bei $E^x(^{35}\text{Cl}) = 13.9$ MeV leider keine Angaben gemacht.

Umbarger et al. schließen auf Grund von Isospinauswahlregeln, daß bei $E^x = 13.9$ MeV möglicherweise ein $T = 3/2$ -Analogzustand vorliegt entsprechend einem Urbildzustand in ^{35}S bei 8.4 MeV. Falls die von Umbarger et al. festgestellte Resonanz die von uns beobachtete Anomalie der M1-Winkelverteilung verursacht, erscheint die Zuordnung $T = 3/2$ fragwürdig, denn der Ausgangskanal zum angeregten ^{34}Cl -Zustand bei 461 MeV wäre dann isospinverboten ($T(N461) = 0$!).

Umbarger et al. haben mit der Aktivierungsausbeute des ^{34}Cl -Grundzustandes in der Nähe der Resonanz die Summe von drei Anregungsquerschnitten gemessen. Neben der Anregung des Grundzustandes trägt auch die Anregung der beiden zum Grundzustand zerfallenden $(1+)$ -Zustände bei. Nur wenn man, wie Umbarger et al. wohl verfahren sind, das Maximum in der Aktivierungsausbeute einschließlich der Anregung des Grundzustandes ($T(\text{NO})=1!$) zuschreibt, ist die Zuordnung $T = 3/2$ für die Zwischenkernresonanz zu verstehen. Die Vernachlässigung der Anregung der beiden $(1+)$ -Niveaus ist jedoch nicht gerechtfertigt.

Auf Abb. 22 sind die Anregungsquerschnitte für das 461 KeV-Niveau zusammen mit den von Umbarger gemessenen Aktivierungsausbeuten über der α -Einschußenergie eingezeichnet. Die Aktivierungsmessungen wurden in kleinen Energieschritten (≈ 15 KeV) durchgeführt und sind durch die durchgezogene Linie markiert. Die Resonanz in der Aktivierungsausbeute bei $E_\alpha = 7.75$ MeV hat eine Höhe von etwa 2 mb und eine Breite von etwa 80 mb. Angesichts dieser geringen Breite erscheint es nicht gerade wahrscheinlich, daß ein direkter Zusammenhang mit der Winkelverteilungsanomalie besteht, die als deutlicher Effekt bei Messungen mit einer Energieauflösung von ≈ 250 KeV beobachtet wird.

Die Aktivierungsquerschnitte $\sigma_{\alpha k+}$ sollten um den Anregungsquerschnitt des Grundniveaus und des 665 KeV-Niveaus größer sein als der Anregungsquerschnitt σ_{461} des 461 KeV-Niveaus. Bei $E_\alpha = 7.55$ MeV ergeben aber die Messungen $\sigma_{461} \gtrsim \sigma_{\alpha k+}$. Dieser Widerspruch kann nur durch einen relativen Fehler in den absoluten Wirkungsquerschnitten von wenigstens 40 % erklärt werden. (Nach unserer Messung beträgt bei $E_\alpha = 7.55$ MeV $\sigma_{665} < 3$ mb; der Anregungsquerschnitt des Grundniveaus ist nicht bekannt, sollte aber wegen des verschwindenden Grundzustandspins relativ klein sein.)

Unter der Voraussetzung, daß die Reaktion nach dem Compoundmechanismus abläuft, kann man mögliche Spins und Paritäten J_c, π_c der Zwischenkernresonanz eingrenzen, die die Winkelverteilungsanomalie verursacht. Dazu betrachte man eine Zerlegung der Anregungsquerschnitte in eine Summe von partiellen Wirkungsquerschnitten:

$$G = \sum_{J_c \pi_c l_n j_n} G^{J_c \pi_c l_n j_n}$$

l_n ist der Bahndrehimpuls, j_n der Gesamtdrehimpuls der Neutronen im Ausgangskanal. Der Bahndrehimpuls der α -Teilchen im Eingangskanal ist nicht explizit erwähnt, da er durch $J_c \pi_c$ eindeutig festgelegt ist (Spin des Targetkerns = 1/2 !). Beim Zerfall der untersuchten Resonanz zum 461 KeV Niveau kommt nur $l_n \leq 2$ in Betracht. Auf Abb. 15 sind die γ -Anisotropien *) der einzelnen Reaktionskanäle ($J_c \pi_c; l_n, j_n$) gezeigt. Die angegebenen relativen Intensitäten werden von der statistischen Theorie vorausgesagt. In nachfolgender Aufstellung sind all die ($J_c \pi_c; l_n, j_n$)-Kombinationen genannt, für die γ -Anisotropien > -0.15 zutreffen.

J_c	c	l_n	j_n
1/2	-	1	3/2
		1	1/2
1/2	+	0	1/2
		2	3/2
3/2	+	2	3/2
3/2	-	1	3/2
5/2	+	2	5/2

Mit bevorzugter Anregung von ($J_c = 1/2$)-Zuständen kann die beobachtete kräftige Anisotropieänderung nur dann erklärt werden, wenn gleichzeitig der absolute Wirkungsquerschnitt etwa um 1/3 zunimmt. Dies trifft aber nicht zu, so daß die Möglichkeit $J_c = 1/2$ wahrscheinlich ausscheidet. Zur Diskussion stehen dann noch die Möglichkeiten (3/2+), (3/2-) und (5/2+). Die Zuordnung (3/2-) würde bedeuten, daß der Zerfallskanal ($l_n = 1, j_n = 3/2$) vor ($l_n = 1, j_n = 1/2$) bevorzugt wäre. Bei der Zuordnung (3/2+) müßte der Zerfallskanal mit $l_n = 2$ verstärkt sein.

*) Die Anisotropie ist hier ausnahmsweise als (auf $A_0 = 1$ normierte) Differenz der Intensitäten unter 0° und 90° definiert.

Eine Winkelverteilungsanomalie tritt nicht bei der 665 KeV γ -Linie auf, obwohl das emittierende Niveau in Spin und Parität mit dem 461 KeV-Niveau übereinstimmt. Falls die Zwischenkernresonanz durch Emission von ($l_n = 2$)-Neutronen nach den ($1+$)-Zuständen in ^{34}Cl zerfällt, ist dies verständlich: Nach der statistischen Voraussage wäre ein solcher Zerfall zum 665 KeV-Niveau wegen des Drehimpulswalles um einen Faktor 2 bis 3 stärker behindert als für den Endzustand N461.

Weitergehende Spekulationen über die physikalischen Ursachen der Resonanz sind auf Grund vorliegender Messungen fragwürdig. Falls kein statistischer Fluktuationseffekt in der Verteilung der Compoundniveaus vorliegt, kommt vielleicht die Anregung einer "intermediären Resonanz" bzw. eines "Doorway-Zustandes" in Frage.

8. Dopplerverschiebungsmethode

Bei Beschleunigerexperimenten werden in vielen Fällen Kerne von so hoher Geschwindigkeit erzeugt, daß die Dopplerverschiebung der im Fluge emittierten γ -Strahlung mit Ge(Li)-Spektrometern bequem meßbar wird.

Werden die angeregten Kerne in einem Medium abgebremst, dessen Abbremsseigenschaften wohlbekannt sind, dann kann man aus der gemessenen mittleren Dopplerverschiebung die mittlere Lebensdauer τ_m des zerfallenden Zustandes ermitteln. Voraussetzung ist allerdings, daß die zu messende Lebensdauer τ_m von ungefähr der gleichen Größenordnung ist wie die Abbremszeit in dem verwendeten Bremsmedium.

Nach dieser Meßmethode, die wir im folgenden abkürzend DSAM-Methode *) nennen, haben wir in dieser Arbeit Lebensdauern von vier angeregten ^{34}Cl -Niveaus bestimmt. In den nächsten Abschnitten sollen die theoretischen Grundlagen der DSAM-Methode und die von uns benutzte Experimentiertechnik in den wesentlichen Details dargelegt werden.

8.1 Theoretische Grundlage

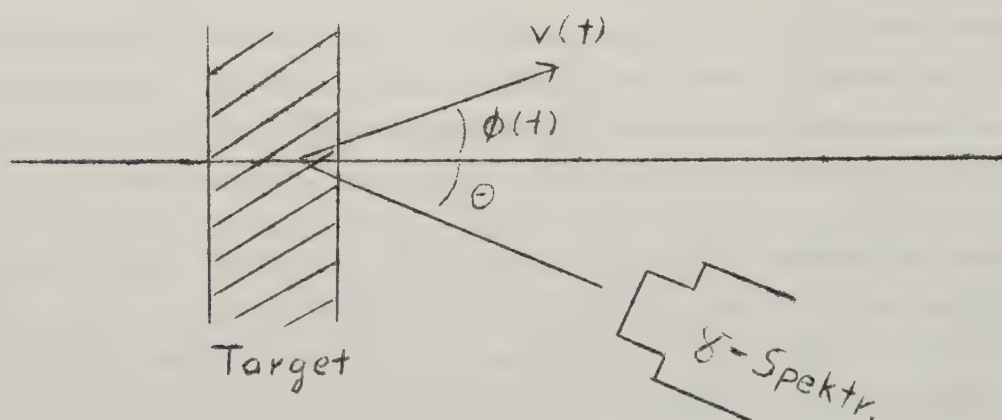
Die mit einem ruhenden Spektrometer registrierte Energie eines Photons, das von einer bewegten Quelle emittiert wird, ist gegeben durch die Gleichung des elektromagnetischen Doppler-Effektes:

$$E(\theta, v) = E^0 (1 + v/c \cos \theta) / (1 - v^2/c^2)^{1/2}$$

$v \cos \theta$ ist die Geschwindigkeitskomponente der bewegten Quelle in Zählerrichtung und c die Lichtgeschwindigkeit. E^0 ist die Energie der unverschobenen Linie, die bei ruhender Quelle bzw. senkrecht zu deren Flugrichtung beobachtet wird. Der Faktor $(1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ weicht in unseren Experimenten um weniger als 1/10 000 von 1 ab und wird im folgenden = 1 gesetzt.

*) nach der englischen Bezeichnung "Doppler Shift Attenuation Measurement".

Die bei der DSAM-Methode benutzten Bezeichnungen und mathematischen Ausdrücke seien kurz erläutert. Die γ -Strahlung werde von angeregten Kernen emittiert, die sich im Augenblick ihrer Entstehung mit der Geschwindigkeit v_0 in einer bestimmten Richtung, etwa der z-Richtung bewegen. Mit Θ sei die Zählerrichtung relativ zur Anfangsflugrichtung, mit ϕ die Ablenkung der Rückstoßkerne aus der anfänglichen Flugrichtung bezeichnet. Beigefügte Skizze erläutert die verwendeten Bezeichnungen.



Die maximal mögliche Dopplerverschiebung

$$\Delta E^{\max} = E^0 v_0 / c \cos \Theta$$

wird beobachtet, wenn die Kerne bereits zerfallen, bevor sie in dem Bremsmedium merklich abgebremst und aus ihrer Anfangsrichtung abgelenkt werden. Ist die mittlere Lebensdauer der Kerne nur lange genug, wird man kleinere Verschiebungen messen, je nach der Geschwindigkeit $v < v_0$ und der Ablenkung ϕ aus der Anfangsflugrichtung im Moment des Zerfalls.

Die von sehr vielen Zerfällen zu erwartende mittlere Verschiebung $\overline{\Delta E}$ läßt sich durch Mittelung über die Zeit berechnen, wenn die mittlere Lebensdauer τ und die auf eine große Zahl N von Rückstoßkernen zu beziehende durchschnittliche Geschwindigkeitskomponente

$$\langle v_z(t) \rangle_N = \langle v(t) \cdot \cos \phi(t) \rangle_N$$

als Funktion der x Zeit gegeben sind:

$$\Delta E(\tau) = \Delta E^{\max} / (c \tau) \int_0^{\infty} dt \exp(-t/\tau) \langle v(t) \cos \phi(t) \rangle_N \cos \Theta$$

Die in der Literatur üblicherweise angegebene Meßgröße ist der Bruchteil F_{exp} aus der gemessenen zur maximal möglichen Dopplerverschiebung. Die Lebensdauerbestimmung geschieht mit Hilfe von F_{exp} so: Man berechnet bezüglich des verwendeten Bremsmaterials und der jeweiligen Reaktionskinematik eine Funktion $F(\tau)$, die folgendermaßen definiert ist:

$$F(\tau) = \overline{\Delta E}(\tau) / \Delta E^{\text{max}} \\ = 1 / (v_0 \tau) \int_0^{\infty} dt \exp(-t/\tau) \langle v(t) \cos \phi(t) \rangle_N$$

Die numerische Methode zur Berechnung der $F(\tau)$ -Kurve wird im Anhang beschrieben.

8.2 Abbremsstheorie

Zur Berechnung von $\langle v_z(t) \rangle_N = \langle v(t) \cdot \cos \phi(t) \rangle_N$ muß man den Abbremsprozeß kennen. Die vorherrschende Meinung ist, daß zwei Effekte die Abbremsung von Ionen in Materie bei Geschwindigkeiten von $< 1\%$ der Lichtgeschwindigkeit bestimmen.

1. die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen den Hüllenelektronen des Rückstoßions und Stopperatoms ($\rightarrow$ "elektronische Abbremsung");
2. die quasielastische Streuung des Rückstoßions im abgeschirmten Coulombfeld des Stopperatoms ($\rightarrow$ "nukleare Abbremsung").

Der Mechanismus der elektronischen Abbremsung läßt sich so veranschaulichen: Während des Fluges tauscht das Ion Elektronen mit den ruhenden Atomen aus. Es verliert dabei an Impuls durch die Abgabe von mitgeführten Elektronen bei gleichzeitiger Aufnahme von "langsamen" Elektronen aus den Hüllen der Stopperatome. Firsov (Fi 59) hat den Energieverlust, der einem solchen einfachen Bild entspricht,

unter der Annahme von Elektronenverteilungen nach dem Thomas-Fermi-Modell berechnet. Durch eine verwandte quasiklassische Betrachtung haben Lindhardt, Scharff und Schiott (Li 63) ebenfalls den mittleren elektronischen Energieverlust $(dE/dx)_{el}$ längs der Flugbahn x bestimmt und ein um etwa 15 % abweichendes Ergebnis gegenüber Firsov erhalten.

Lindhardt et al. haben überdies den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die quasielastische Ionenstreuung berechnet. Daraus ergibt sich dann ein weiterer etwas mißverständlich mit "nuklearer Abbremsung" $(dE/dx)_n$ bezeichneter Energieverlust entlang der Teilchentrajektorie. Während die elektronische Abbremsung die Flugrichtung ϕ kaum beeinflußt, kann diese bei der nuklearen Abbremsung durch ein einziges Streueignis kraß verändert werden.

Obwohl Firsov für seine Abschätzung von $(dE/dx)_{el}$ eine gewisse Priorität besitzt, beziehen sich fast alle Autoren von DSAM-Arbeiten ausschließlich auf die Ergebnisse von Lindhardt, Scharff und Schiott ("LSS-Theorie").

Der totale spezifische Energieverlust $dE/dx = (dE/dx)_{el} + (dE/dx)_n$ bestimmt die Zeitabhängigkeit der durchschnittlichen Geschwindigkeit $\langle v(t) \rangle_N$ der Rückstoßionen durch die Beziehung:

$$dv/dt = 1/M_{Ion} \cdot dE/dx$$

Von Interesse ist die z-Komponente $\langle v_z(t) \rangle_N = \langle v(t) \cdot \cos \phi(t) \rangle_N$. Eine exakte Berechnung dieses Ausdruckes im Rahmen der LSS-Theorie erfordert eine Monte-Carlo-Rechnung, die ein kompliziertes und erfahrungsgemäß rechenzeitverschlingendes Computer-Programm voraussetzt.

Currie (Cu 69a) hat derartige Rechnungen für einige typische Fälle durchgeführt. Er hat zur Erleichterung der Experimentatoren gefunden, daß sich die korrekte Berechnung der $F(\zeta)$ -Funktion nur unwesentlich von einer Näherungsrechnung unterscheidet, die auf Blaugrund (Bl 66) zurückgeht und nach ihrem Urheber "Blaugrund-Näherung" genannt wird.

Blaugrund ersetzt den Mittelwert $\langle v \cos \phi \rangle$ eines Produktes durch das Produkt $\langle v \rangle \cdot \langle \cos \phi \rangle$ der Mittelwerte der einzelnen Faktoren, vernachlässigt also mögliche Korrelationen zwischen v und dem Ablenkungswinkel ϕ . Für $\langle \cos \phi \rangle$ gibt er ferner einen Näherungsausdruck an, der im Abschnitt über die von uns verwendeten numerischen Methoden angeführt ist. Möglicherweise heben sich die Fehler, die in der Näherung für $\langle \cos \phi \rangle_N$ bzw. verschwindender Korrelationen zwischen v und ϕ stecken, gegenseitig weitgehend auf (siehe Currie (Cu 69b)). Wir nehmen an, daß auch bei etwas anderen Abbremsquerschnitten als sie Currie bei seinen Rechnungen verwendet hat, die Güte der Blaugrund-Näherung erhalten bleibt.

8.3 Empirische Abbremsdaten

Um Ungenauigkeiten der LSS-Theorie zu berücksichtigen, werden Korrekturfaktoren f_e und f_n eingeführt. Der korrekte spezifische Energieverlust stellt sich dann so dar:

$$dE/dx = f_e (dE/dx)_{el}^{LSS} + f_n (dE/dx)_n^{LSS}$$

Diese Vorsorge ist nötig, denn von der LSS-Theorie ist wegen der ihr zugrundeliegenden statistischen Näherungen nicht zu erwarten, daß sie die durch Schaleneffekte der Elektronenhülle bedingten Schwankungen in dE/dx beschreibt. Solche Effekte sind in der Tat für den elektronischen Anteil $(dE/dx)_{el}$ des Energieverlustes experimentell gesichert. Sie bewirken bei festen Abbremsmedien Abweichungen nach beiden Richtungen bis zu 30 % gegenüber der LSS-Vorhersage. Bei Gasstoppnern kommt nach den bisher vorliegenden Messungen für Ionen des uns interessierenden Geschwindigkeitsbereiches eine zusätzliche systematische Verminderung von $(dE/dx)_{el}$ um etwa 40 % hinzu.

Im folgenden soll etwas im Detail auf systematische Aspekte zum elektronischen Abbremsvermögen eingegangen werden. Trägt man $(dE/dx)_{el}$ für verschiedene Ionen, bei festgehaltener Geschwindigkeit und derselben Bremssubstanz, über der Ladungszahl Z_1 des Ions auf,

so erhält man für die bisher systematisch untersuchten Brems-
substanzen C (Fa 66), Al (Or 65), Luft (Fa 68), N (Or 68) und
AR (Or 68) regelmäßige Schwankungen um eine glatt verlaufende
Kurve, die im Falle der Festkörper-Stopper mit der LSS-Abschätzung w
zusammenfällt und bei den Gasstoppern um etwa 40 % tiefer liegt *).
Winterbon (Wi 68) hat für den Sonderfall des Channeling qualitativ
gezeigt, daß die von Ormrod und anderen Experimentatoren beobach-
teten Oszillationen des elektronischen Energieverlustes tatsächlich
Schaleneffekte sind und mit den Ionenradien zusammenhängen.

Wegen der Unsicherheit der LSS-Theorie wird man nach Möglichkeit
experimentelle Abbremsdaten benutzen. Für die in unseren Experi-
menten vorkommenden Fälle von ^{34}Cl -Ionen in den Bremsmaterialien
 Zn_3P_2 , Ta, Kr, Xe liegen keine Daten vor. Wir waren daher darauf
angewiesen, auf Grund gewisser systematischer Abweichungen zwischen
Experimenten und LSS-Theorie wahrscheinliche Werte für f_e und f_n
festzulegen. Folgende Effekte schienen uns einigermaßen zuverlässige
Anhaltspunkte zu liefern:

- 1.) Die Phase der oszillatorischen Schwankungen von $(dE/dx)_{el}$
in Abhängigkeit von der Ordnungszahl des Projektils ist
für verschiedene Bremsmaterialien gleich.
- 2.) Die Amplitude der oszillatorischen Schwankungen hängt
nicht sehr stark von der Ionengeschwindigkeit und der
Art des Bremsmaterials ab.
- 3.) In Gasen liegt $(dE/dx)_{el}$ um ca. 40 % tiefer als in festen
Stoffen. Eine Druckabhängigkeit scheint innerhalb weiter
Grenzen nicht vorzuliegen (Fa 68).

*) Man sollte eine größere Genauigkeit der LSS-Theorie für die
gasförmigen Bremsmedien erwarten, denn die LSS-Theorie geht
von der Wechselwirkung zwischen einem Ion und einem räumlich
isolierten Stopperatom aus, einer Bedingung, die in Festkörpern
sicher schlecht erfüllt ist. Die Vermutung liegt nahe, daß die
relative Güte der LSS-Theorie für feste Bremsmedien zufällig ist,
insofern, als sich möglicherweise verschiedene Fehler kompensieren.

Eine theoretische Klärung dieser Effekte steht noch aus. Wenn auch die aufgezählten Effekte in den wenigen untersuchten Fällen recht gut zutreffen, sind sie doch als relativ grobe Anhaltspunkte anzusehen. Wenn man nämlich bei DSAM-Analysen mit festen Stoppern das elektronische Abbremsvermögen gemäß der LSS-Theorie unter Berücksichtigung der aus Punkt 1.) und 2.) folgenden systematischen Korrekturen annimmt, streuen die Lebensdauerergebnisse, wie Currie (Cu 69b) bewiesen hat, immer noch in der Größenordnung $\pm 15\%$. Neuere Untersuchungen (Hau 71), die die elektronische Abbremsung von Li-Ionen in verschiedenen Borverbindungen zum Gegenstand haben, scheinen auf oszillatorische Schwankungen in Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z_2 der Stopperatome hinzuweisen. Diese Aussage steht teilweise in Widerspruch zu der oben unter Punkt 2. getroffenen Feststellung. Auch der Einfluß der chemischen Bindung scheint in vielen Fällen nicht vernachlässigbar (Hau 71).

Bisher haben wir mögliche Veränderungen des Bremsmaterials bei Beschleunigerexperimenten nicht in Betracht gezogen. Bei gasförmigen Abbremsmedien ist auf jeden Fall ein Erwärmungseffekt zu bedenken, der zu einer Dichteminderung des Gases in der Zone des Abbremsvorganges führt. Eine ausführliche Diskussion hierüber folgt

im
Anhang

9. Experimentelle Einzelheiten zur Dopplerverschiebungsmessung

9.1 Targetherstellung

Als Targetsubstanz verwendeten wir Zn_3P_2 , das wir unter Vakuum bei Temperaturen um 500°C aus Tantal- oder Wolfram-Schiffchen indirekt auf verschiedene Unterlagen aufdampften. Es erscheint naheliegender, reinen Phosphor als Targetmaterial zu verwenden. Wir haben auch versucht, roten Phosphor auf Ta aufzudampfen, hatten jedoch keinen Erfolg. Nachdem wir Messungen mit Zn_3P_2 -Targets begonnen hatten, wurde uns ein Aufdampfrezept für roten Phosphor bekannt. Wir haben jedoch keine erneuten Anstrengungen unternommen, da sich die Zn_3P_2 -Targets in der Zwischenzeit durchaus bewährt hatten. Insbesondere erwiesen sie sich als relativ beständig unter Strahlbelastung und bei mechanischer Verformung der Unterlage. Merkliche Störungen durch Untergrundspeaks, herrührend vom Zn-Gehalt des Targets, traten nicht auf. Das metallisch glänzende, auf reinen Metallflächen sehr fest haftende Zn_3P_2 schien uns zudem eher die Gewähr für eine wärmebeständige homogene Beschaffenheit zu bieten als roter Phosphor. Dieser Gesichtspunkt ist für DSAM-Analysen wichtig, in denen eine definierte Dichte verlangt wird.

Als Targetunterlagen dienten Scheiben aus Ta ($0,5 \times 22 \text{ mm}$) und Folien aus Ni oder Ta von einigen mg/cm^2 Dicke. Bei Dopplerverschiebungsmessungen, bei denen eine dicke Zn_3P_2 -Schicht als Target und Bremsmedium zugleich diente, und Winkelverteilungsmessungen wurden massive Ta-Backings verwandt. Die bedampften Folien wurden bei Dopplerverschiebungsmessungen mit Gasstoppern eingesetzt; sie schlossen als Fenster den gasgefüllten Raum - mit der dünnen Targetschicht auf der strahlabgewandten Seite - gegen das Beschleunigerrohr ab.

Auf die massiven Ta-Backings dampften wir in der Regel Schichtdicken von $500 - 1000 \mu\text{g/cm}^2$ auf, entsprechend einem Energieverlust von etwa $200 - 400 \text{ KeV}$ für $8 \text{ MeV } \alpha$ -Teilchen. Die Schichtdicken auf Folienunterlagen lagen dagegen nur bei $50 - 100 \mu\text{g/cm}^2$. Bei den Gasstopperexperimenten besteht nämlich der Wunsch nach einem

möglichst kleinem Energieverlust der ^{34}Cl -Rückstoßkerne im Targetmaterial. (Bei einer Schichtdicke von $70\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ werden die Rückstoßkerne im Durchschnitt auf 80 % ihrer Ausgangsgeschwindigkeit abgebremst. Hinzu kommt eine Auffächerung der Flugrichtung, entsprechend $\cos \phi = 0.94$.) Andererseits soll aus Zählratengründen die Targetdicke nicht zu klein sein, d.h. nach unseren Erfahrungen $\approx 50\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ nicht unterschreiten.

Die Schichtdicken kontrollierten wir während des Aufdampfens grob anhand der Frequenzänderung eines mitbedampften Schwingquarzes und bestimmten sie nachher durch Auswägen der bedampften Folien bzw. Scheiben. Wir nehmen an, die über die bedampfte Targetfläche gemittelte Flächenbelegung in dieser Weise auf etwa $15\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ genau bestimmt zu haben. Im Falle der bedampften Folien hatten wir zusätzlich die Möglichkeit, aus der Verminderung des "Vakuum-Doppler-Shifts" gegenüber der aus der Reaktionskinematik folgenden maximal möglichen Verschiebung auf die Targetdicke an der Stelle des Brennflecks zu schließen. Hier lagen die nach den drei genannten Methoden gemessenen Schichtdicken um weniger als 30 % auseinander.

Die Folien wurden nach dem Bedampfen mit einem 2-Komponenten-Kleber über die Eintrittsöffnung der Gaskammer geklebt. Es zeigte sich, daß die Druckfestigkeit der Folien nur von dem Durchmesser der Eintrittsöffnung abhängt, und nicht davon, wie weit die Klebmasse an den Rand der Öffnung heranreicht. Ein relativ großer Durchmesser des Leimringes ermöglicht den direkten Kontakt zwischen Folie und Kammerwand in nächster Nähe des Brennfleckes, d.h. eine gute Wärmeableitung. Zudem wird die Gefahr, daß unter Strahlbelastung der Folie Spuren des Klebers in den Brennfleck hinweinlaufen, gering. Vorversuche mit gelöteten Folien erwiesen sich als weniger erfolgreich: Die Druckfestigkeit der Folien war wesentlich geringer als bei aufgeklebten Folien.

Die maximale Druckbelastbarkeit p_{max} der von uns benutzten Folien läßt sich mit folgender Faustformel beschreiben:

$$p_{\text{max}}^{(\text{Ni})}(A+n) = 13 \times \frac{\text{Foliendicke (mg/cm}^2\text{)}}{\text{Durchmesser (mm)}}$$

Diese Formel gilt für Nickelfolien; im Falle von Tantalfolien beträgt der Zahlenfaktor 2,4.

Die Belastbarkeit der Folien verschlechtert sich nicht merklich, wenn man den Druck mehrmals drastisch ändert. Empfindlich reagieren die Folien allerdings auf längere und kräftige Strahlbelastung. Bei Strömen unter 50 nA (α^{++} -Teilchen von ca. 8 MeV) gab es jedoch keine Folienbrücke, wenn der Druck 20 % unter dem zulässigen Maximaldruck lag. Wir haben in der Regel entweder mit 2,7 mg/cm² Ni-Folien oder 12 mg/cm² Ta-Folien gemessen. Die Durchmesser der Kammeröffnungen waren meist 1,3 mm oder 2,3 mm. Die verwendeten Gasdrücke lagen zwischen 10 und 24 Atm.

9.2 Druckkammer

Die Vorrichtung für Folientargets mit Druckkammer ist in Abb. 16 schematisch gezeigt. Ein besonderes Augenmerk galt der Justierung des Blendensystems; denn bei Gasdrücken von etwa 20 Atm in der Kammer durfte das Eintrittsfenster nur etwa 1 mm weit sein, um das Reißen der Folien zu vermeiden. Die Blende wurde bis nahe an das Kammerfenster herangeführt und durch Abstandsringe relativ zum Fenster auf Bruchteile eines Millimeters genau justiert.

Der gewünschte Druck in der Kammer wurde mit Ventilen eingeregelt, die bis maximal 40 Atm (laut Herstellerangabe) zuverlässig dichten sollten. Den Druck haben wir mit Manometern gemessen, die bei halbem Vollausschlag auf ca. 1 % genau abgelesen werden konnten. Bei 1 % sollte für diesen Ausschlagsbereich nach Herstellerangabe auch die Eichgenauigkeit liegen. Wir hatten uns eine Serie von Manometern beschafft, um für jeden uns interessierenden Druckbereich ein Manometer mit optimaler Meßgenauigkeit verfügbar zu haben.

Bei der Benutzung der Druckkammer treten leicht Pannen auf, die nicht verschwiegen werden sollen:

- 1.) Die unter Druck stehende Folie kann bei längerer Strahlbelastung reißen.

- 2.) Bei Vakuum in der Druckkammer kann sich die Folie so weit durchwölben, daß sie die rückwärtige Kammerwand berührt. Ein Teil der Rückstoßkerne fliegt dann nicht ins Vakuum, sondern wird in der Kammerwand gebremst.
Abhilfe: Man benutzt für diesen Teil der Messung eine längere Kammer oder mißt mit kleinem Restdruck statt bei Vakuum.
- 3.) Die Targetsubstanz dampft ab, wenn die Wärme von der Folie schlecht abgeleitet wird. Zusätzlich kann Leim die Folie verschnutzen.

9.3 Durchgeführte Messungen

Die Lebensdauern der Niveaus bei 461, 665 und 1230 KeV liegen in einem für DSAM-Analysen nicht gerade günstigen Bereich. Werden feste Bremsmedien verwendet, betragen die Dopplerverschiebungen nur wenige % der maximal möglichen Verschiebung ($F_{\text{exp}} \approx 0!$); wählt man andererseits Gasstopper von wenigen Atmosphären Druck, so ist die Dopplerverschiebung nahezu maximal ($F_{\text{exp}} \approx 1!$). In beiden Extremfällen sind Lebensdauerbestimmungen mit großer Unsicherheit verbunden, da kleine Schwankungen des experimentellen F-Wertes große Schwankungen in der Lebensdauer entsprechen (siehe Abb. 17). Zudem sind wegen der niedrigen γ -Energien ohnehin nur kleine maximale Dopplerverschiebungen gegeben. Erschwerend sind weiterhin die Untergrundsverhältnisse: Die niederenergetischen γ -Peaks sitzen auf einem beträchtlichen Comptonkontinuum, herührend vor allem von den energiereicheren γ -Linien der $(\alpha, \alpha' \gamma)$ und $(\alpha, p \gamma)$ -Reaktionen. Es war daher naheliegend, mit Gasstoppern hohen Druckes experimentelle F-Werte nahe 0.5 anzustreben. Allerdings treten bei dieser Methode einige Nachteile zursätzlich auf, so zum Beispiel schlechtere Zählstatistik bedingt durch wesentlich dünnere Targets und niedrigere Beschleuniger-Strahlströme. Weiterhin gibt es γ -Untergrund von α -Reaktionen mit Kernen des Füllgases.

9.3.1 Messungen mit dicken Zn_3P_2 -Targets

Die Meßanordnung wurde im wesentlichen schon in Abschnitt 4.2 geschildert. In mehreren Meßruns wurden die Dopplerverschiebungen der γ -Linien vom Zerfall der Niveaus bei 461, 665, 1230 und 1889 KeV gemessen. Im Fall der vom 1230 KeV-Niveau emittierten Linien erweisen sich die Intensitäten und Untergrundsverhältnisse als so wenig günstig, daß nur die obere Grenze einer Dopplerverschiebung abschätzbar war. Der Übergang $\text{N}1889 \rightarrow \text{N}461$ zeigt zwar eine deutliche Dopplerverschiebung, aber auch hier bedingt ein hoher Untergrund einen großen Meßfehler.

Auf der Abb. 18 sind einige Spektren gezeigt. Die Meßzeiten pro Spektrum betrugen 4 - 8 Stunden. Von derartigen Spektren wurde eine größere Anzahl aufgenommen.

Während der Messung wurden γ -Eichlinien mitregistriert. Wir verwendeten als Quellen Hg^{203} (279 KeV), Mn^{54} (835 KeV) und Y^{88} (889 KeV). Die Linien bei 511 KeV (Vernichtungsstrahlung) und 301 KeV (Coulombanregung von Ta), die ohnehin im Spektrum auftreten, wurden ebenfalls zur Verstärkungskontrolle herangezogen. In der Regel wurde auf Verstärkungsschwankungen mit einer Genauigkeit von etwa 50 eV korrigiert.

9.3.2 Messungen mit gasförmigen Abbremsmedien

Um einen experimentellen F-Wert bez. Gasstopper zu bestimmen, führten wir folgende Meßschritte durch:

- (1) Messung des Energieverlustes der α -Teilchen in der Trägerfolie des Targets
- (2) Messung der unverschobenen γ -Linie unter 90°
- (3) Bestimmung der "Vakuum-Dopplerverschiebung"
- (4) Messung der Dopplerverschiebung im Gasmedium
- (5) Untergrundmessung unterhalb der Anregungsschwelle
- (6) Untersuchung der Dichteabnahme des Stoppergases durch Erwärmung

Die einzelnen Meßschritte seien etwas näher erläutert:

Meßschritt (1): Die Targetschicht befand sich auf der Rückseite einer $2,7 \text{ mg/cm}^2$ Ni- oder 12 mg/cm^2 Ta-Folie. Bei α -Energien um 9 MeV beträgt der Energieverlust der α -Teilchen in der Ni-Folie etwa 0,35 MeV, in der Ta-Folie etwa 2,0 MeV. Diese Werte ergeben sich anhand der gebräuchlichen Stopping-Power-Tabellen

Die Genauigkeit der tabulierten Werte war bei den relativ dünnen Ni-Folien ausreichend. Bei den Ta-Folien erschienen uns eine experimentelle Überprüfung ratsam, um definierte Energieeinstellungen knapp unterhalb und oberhalb der Anregungsschwellen zu ermöglichen. Die Meßmethode bestand darin, daß wir unter gleichen Meßbedingungen wie bei der anschließenden Dopplerverschiebungsmessung die Anregungsfunktion des 461 KeV-Niveaus aufnahmen. Durch Extrapolation auf die Schwelle ließ sich die effektive α -Energie in der Targetschicht mit einer Genauigkeit von $\pm 150 \text{ KeV}$ festlegen. Sie lag in der Regel um etwa 300 KeV höher als nach der Stopping-Power-Tabelle zu erwarten.

Meßschritt (2): Die unverschobenen Linien wurden meist mit dicken Zn_3P_2 -Targets gemessen. Um Umbauten der Targetapparatur möglichst zu vermeiden, wurde diese Messung entweder vor oder nach einer Serie von Folientarget-Messungen durchgeführt.

Meßschritt (3): Die Vakuum-Dopplerverschiebung ΔE^{vac} haben wir mit dem Folientarget ohne Stopperegas unter 0° gemessen. Sie war wegen der nicht vernachlässigbaren Dicke der Targetschicht merklich kleiner als die aus der Reaktionskinematik folgende maximale Dopplerverschiebung ΔE^{max} .

Die Flugzeit τ' des ^{34}Cl -Rückstoßkerns in einem $60 \mu\text{g/cm}^2$ dicken Zn_3P_2 -Target beträgt bei einer Anfangsgeschwindigkeit von $2,3 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$ weniger als $5 \cdot 10^{-14} \text{ s}$. Damit ist τ' klein gegenüber der Lebensdauer $\tau (> 5 \cdot 10^{-12} \text{ s})$ des Rückstoßkerns. Die Dopplerverschiebungsanalyse kann in guter Näherung unter der Annahme durchgeführt werden, daß die Zeitskala erst beim Austritt der Rückstoßkerne aus dem Target beginnt. Das Verhältnis $\Delta E^{\text{vac}} / \Delta E^{\text{max}}$ hängt dann nur von der Geschwindigkeits- und Richtungsverteilung der Rückstoßkerne beim Verlassen des Targets, nicht aber von der Lebensdauer ab.

War bei einer Messung die Vakuum-Dopplerverschiebung ΔE_1^{vac} für eine leicht meßbare γ -Linie der Energie $E_{\gamma 1}$ - etwa die 461 KeV-Linie - relativ gut bestimmt, so konnte daraus die Vakuumdopplerverschiebung ΔE_2^{vac} einer anderen γ -Linie ($E_{\gamma 2}$) leicht berechnet werden:

$$\Delta E_2^{\text{vac}} = \Delta E_1^{\text{vac}} \frac{E_{\gamma 2}}{E_{\gamma 1}}$$

Da die Vakuum-Dopplerverschiebungen für alle interessierenden γ -Linien bereits durch die intensivste γ -Linie bestimmt wurden, waren die Meßdauern relativ bescheiden: Ein Spektrum erforderte bei 40 nA Strom und einem Detektorabstand von 7 cm etwa 5 Stunden.

Zur Sicherheit wiederholten wir während eines Meßzyklus diese Messung mehrmals, um mögliche Veränderungen der Targetdicke, etwa durch Abdampfen, zu kontrollieren.

Meist haben wir nur "näherungsweise" mit Vakuum, nämlich bei ca. 1 atm Druck gemessen, um Störungen wie z.B. das Anhängen der Folie an der Rückwand der sehr kurzen Kammer (Länge 0,5 mm) zu vermeiden. Die Vakuum-Dopplerverschiebung ergab sich hernach durch eine kleine Korrektur, die sich in naheliegender Weise aus der Messung mit mehrfach so hohem Druck herleitete.

Meßschritt (4): Die Messung der Dopplerverschiebung E^{gas} mit Gasstopper wurde bis auf den erhöhten Gasdruck unter gleichen Bedingungen durchgeführt wie die Messung der Vakuum-Dopplerverschiebung. Die Meßzeiten waren allerdings wesentlich länger, da von den interessierenden γ -Peaks die mit der schlechtesten Statistik zeitbestimmend waren. Zudem trug das Stoppergas selbst zur Untergrundszählrate bei.

Wir verwendeten Xe und Kr als Stoppergas. Xe steuert wesentlich weniger zum kontinuierlichen Untergrund bei als Kr, was auf Grund der höheren Coulomb-Barriere von Xe zu erwarten ist. Leider ergeben sich aber mit Xe Untergrundspeaks in unmittelbarer Nähe der 665 und 565 KeV ^{34}Cl -Peaks, so daß diese beiden Linien

nicht analysierbar waren. Aus diesem Grund haben wir, nachdem der 461 KeV-Übergang mit Xe-Stopper gut vermessen war, nur noch Krypton als Bremsmedium verwendet. Ebenfalls zur Vermeidung von Untergrundstörungen haben wir nach anfänglichen Versuchen mit Ni-Folien später nur Ta-Folien verwendet, obwohl deren mechanische und thermische Eigenschaften weniger günstig sind. Mit Kr-Stopper und Ta-Folien konnten die γ -Linien bei 461 KeV ($N461 \rightarrow NO$), 665 KeV ($N665 \rightarrow NO$) und 556 KeV ($N1230 \rightarrow N665$) ausgewertet werden. Die beiden anderen γ -Linien vom Zerfall des Niveaus N1230 waren dagegen durch Untergrundstörungen verdeckt.

Die typische Meßdauer für ein Spektrum war etwa 10 Stunden. Dabei herrschten folgende Meßbedingungen: 40 nA Targetstrom, 7 cm Detektorabstand 9-15 % Totzeit je nach Gasdruck. Einige Spektren sind auf den Abb. 19 und 20 gezeigt.

In der Schlußphase der Arbeit stand uns ein Anticompton-Spektrometer zur Verfügung. Genaue Angaben über dieses Gerät finden sich an anderer Stelle (Gr 71). Durch Unterdrückung von Comptonereignissen konnte der kontinuierliche Untergrund auf $1/5$ reduziert werden. Die Geometrie der Apparatur bedingte dabei allerdings einen recht großen Detektorabstand (15 cm) und damit eine erhebliche Zählrateneinbuße. Wir haben einige Spektren mit dem Anticompton-Spektrometer aufgenommen. In erster Linie ging es uns um die Messung der Dopplerverschiebung der 565 KeV-Linie ($N1230 \rightarrow N665$), die bei der üblichen Messung kaum vom Untergrund unterschieden werden kann. Auf Abb. 21 sind einige "Anticompton"-Spektren zu sehen.

Meßschritt (5): Messungen knapp unterhalb der Anregungsschwellen liefern die Untergrundverläufe, die man zur Bestimmung der Peakschwerpunkte kennen muß. Auf Abb. sind solche Untergrundspektren eingezeichnet.

Meßschritt (6): Die α -Teilchen verlieren ihre kinetische Energie in der Targetfolie, in der anschließenden Gasstrecke und der rückwärtigen Kammerwandung. Bei typischen Meßbedingungen ($E_\alpha \approx 10$ MeV, 50 nA Targetstrom, 12 mg/cm^2 Ta-Folie, $5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$ Gasstrecke bei 20 Atm Kr) ergeben sich Energieverlustanteile von 0,1 W in der Folie, 0,02 W in der Gasstrecke und 0,4 W in der Kammerwandung. Bei Messung mit Targetstrahl zeigte das Manometer keine Druckerhöhung an. Die Temperatur des Gases blieb also im Mittel über das ganze Gasvolumen konstant. Lokale Erhitzungen sind damit aber nicht ausgeschlossen. Insbesondere liegt der Verdacht nahe, daß in der Nähe der erhitzten Folie eine nicht vernachlässigbare Erwärmung bzw. Dichteminderung auftreten kann.

Bei verminderter Dichte des Stoppergases werden die Rückstoßkerne weniger stark abgebremst und die gemessenen Dopplerverschiebungen rücken näher zur maximal möglichen Verschiebung. Die Lebensdauer des Rückstoßkernes erscheint damit verkürzt. Sei τ die wirkliche Lebensdauer, τ^* die scheinbare Lebensdauer bei Vernachlässigung des Erwärmungseffektes, dann kann man schreiben:

$$\tau^* = \tau (1 - \delta)$$

δ ist eine positive Korrekturgröße < 1 . Sie ist unabhängig von τ , wenn die Gasdichte in der Abbremszone als konstant angesehen werden darf (siehe Anhang). Dies ist sicher dann der Fall, wenn der Temperatúrausgleich von der erhitzten Folie zum Gasinneren hin in der Abbremszone wesentlich schneller erfolgt als mögliche Umschichtungen des Gases durch Konvektionsströmung. Im Anhang ist durch eine Abschätzung gezeigt, daß tatsächlich ein konstantes Dichteprofil in der Abbremszone vorliegt.

Wir haben nun versucht, aus dem Gang der Dopplerverschiebung bei Änderung des Strahlstromes die Korrekturgröße δ zu messen. Diese Messung ist aus verschiedenen Gründen nicht ganz einfach. Bei hohen Strahlströmen und hoher Druckbelastung wird die Folie relativ rasch zerstört. Bei kleinen Strahlströmen ist die Strahlstabilisierung schwierig und die Messung langwierig. Darüberhinaus sind die zu messenden Unterschiede in der Dopplerverschiebung nur klein.

Wir können auf Grund von Dopplerverschiebungsmessungen am 461 KeV-Übergang eine obere Grenze für δ angeben:

$$\delta \lesssim 0.2$$

Diese Abschätzung ergibt sich aus je einer Messung mit 90 nA und 25 nA Targetstrom bei 18 Atm Xe und ist auf den bei den übrigen Messungen eingestellten Targetstrom von ca. 45 nA zu beziehen. Bei der Abschätzung wurde näherungsweise ein linearer Zusammenhang zwischen Targetstrom und Korrekturgröße δ angenommen.

10. Lebensdauerergebnisse und Fehlerdiskussion

In Tabelle 10.1 (siehe nächste Seite) sind Informationen zu den Lebensdauerermessungen zusammengestellt. Es folgen einige stichwortartige Erläuterungen zu den einzelnen Spalten.

1. Spalte: Sie enthält die Schichtdicken der Zn_3P_2 -Targets. Bei den Messungen mit Gasstoppern ist das Material der Trägerfolie vermerkt.

2. Spalte: Die Substanz, in der der wesentliche Teil der Abbremsung stattfindet, wird angegeben.

3. Spalte: v_0 ist die Startgeschwindigkeit der Rückstoßkerne.

5. Spalte: Enthält den experimentellen F-Wert entsprechend üblicher Definition. Ist nur von Interesse für Messungen mit festem Stopper.

6. Spalte: F_{exp}^x bezieht sich auf Messungen mit Gasstopper und stellt das Verhältnis der Dopplerverschiebungen $\Delta E^{\text{gas}}/\Delta E^{\text{vac}}$ dar. ΔE^{gas} wird bei dem in Spalte 2 genannten Gasdruck, ΔE^{vac} bei Vakuum beobachtet. Soweit erforderlich, sind die F_{exp}^x -Werte auf Kaskadenbeiträge korrigiert.

7. Spalte: f_e , f_n sind Korrekturfaktoren bezüglich der Lindhardt'schen Abbrems-theorie ("LSS"-Theorie). Bei unserer Berechnung von $F(\tau)$ -Kurven wurde $(dE/dx)_e = f_e \cdot (dE/dx)_e^{\text{LSS}}$ und $(dE/dx)_n = f_n \cdot (dE/dx)_n^{\text{LSS}}$ verwendet.

8. Spalte: v'_0 entspricht ungefähr der mittleren Geschwindigkeit der Rückstoßkerne beim Eintritt in das gasförmige Abbremsmedium. Die $F(\tau)$ -Kurve für Rückstoßkerne, die nach einer Anfangsgeschwindigkeit v'_0 ausschließlich im Gasmedium abgebremst werden, ist der Meßgröße F_{exp}^x zugeordnet; d.h. der gesuchte τ -Wert erfüllt $F_{v'_0}(\tau) = F_{\text{exp}}^x$.

9. Spalte: Enthält die Lebensdauer τ . Die Fehlerangabe für τ enthält sowohl einen experimentellen Fehler, der mit dem Fehler von F_{exp} bzw. F_{exp}^x korrespondiert, als auch einen Fehlerbeitrag von 15 % entsprechend der Unsicherheit in dem angenommenen Abbremsvermögen.

Target 2 ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	Address- Medium	(10^8 cm/s)	Underg.	F_{exp} (%)	F_{exp} (%)	μ_e, μ_n	(10^8 cm/s)	(ps)
115 (auf Ni)	Xe 18 Atm	2,15	N461 NO	-	77,2 ⁺⁴ ₋₈	0,8; 1,0	1,72	5,3 ^{+2,8} _{-0,9}
115 (auf Ni)	Xe 24 Atm	2,15	N461 NO	-	71,4 ⁺⁴ ₋₈	0,8; 1,0	1,72	5,1 ^{+2,9} _{-0,9}
65 (auf Ta)	Kr 18 Atm	2,12	N461 NO	-	82,2 ⁺³ ₋₈	0,8; 1,0	1,85	6,3 ^{+3,0} _{-1,0}
45 (auf Ta)	Xe 18 Atm	2,19	N461 NO	-	79,9 ⁺³ ₋₈	0,8; 1,0	1,96	5,4 ^{+3,0} _{-1,0}
45 (auf Ta)	Kr 16 Atm	2,30	N461 NO	-	87,7 ^{+2,5} _{-6,0}	0,8; 1,0	2,09	5,5 ^{+3,0} _{-1,0}
470	Zn ₃ P ₂	2,21	N461 NO	3,3 ^{+0,8}	-	1,25;1,0	-	7,2 ^{+2,8} _{-1,6}
470	Zn ₃ P ₂	2,12	N461 NO	3,2 ^{+0,8}	-	1,25;1,0	-	7,3 ^{+2,9} _{-1,7}
65 (auf Ta)	Kr 18 Atm	2,30	N665 NO	-	72,7 ^{+4,5} _{-10,0}	0,8; 1,0	1,99	11,2 ^{+5,5} _{-2,5}
45 (auf Ta)	Kr 10 Atm	2,19	N665 NO	-	82,3 ^{+3,0} _{-8,0}	0,8; 1,0	1,96	12,0 ^{+5,5} _{-2,5}
45 (auf Ta)	Kr 16 Atm	2,30	N665 NO	-	72,5 ⁺⁵ ₋₁₀	0,8; 1,0	2,09	13,7 ^{+6,0} _{-2,5}
470	Zn ₃ P ₂	2,21	N665 NO	1,5 ^{+0,4}	-	1,25;1,0	-	16,0 ^{+6,0} _{-4,0}
45 (auf Ta)	Kr 10 Atm	2,30	N1230 N665	-	82,4 ^{+4,0} _{-8,0}	0,8; 1,0	2,08	13 ⁺⁶ ₋₃
45 (auf Ta)	Kr 16 Atm	2,30	N1230 N665	-	69,3 ^{+4,5} _{-8,5}	0,8; 1,0	2,09	16 ⁺⁷ ₋₃
470	Zn ₃ P ₂	2,30	N1230 N665	2,4	-	1,25;1,0	-	>10
650	Zn ₃ P ₂	2,45	N1889 NO	18 ⁺⁸	-	1,25;1,0	-	1,3 ^{+0,6}

Vor einer Diskussion der Ergebnisse seien die wichtigsten Fehlerquellen und die Methode der Fehleraddition kommentiert.

- a) Winkelunschärfe: Die Mittelung über den Öffnungswinkel $\Delta\Omega$, den der Zählerkristall aus der Targetperspektive einnimmt, hatte keinen Einfluß auf die Meßwerte. Bei den Messungen mit dicken Zn_3P_2 -Targets war der Zählerabstand relativ groß (~ 15 cm) und $\Delta\Omega$ vernachlässigbar klein, während der Meßwert F_{exp}^x der Gasstopperexperimente ohnehin weitgehend unempfindlich gegen $\Delta\Omega$ ist.
- b) Uneinheitliche Startgeschwindigkeit der Rückstoßkerne: Bei den Rechnungen wurde angenommen, daß die Rückstoßkerne zum Zeitpunkt ihrer Erzeugung mit einheitlicher Geschwindigkeit in z-Richtung starten. Diese Annahme gilt nicht streng, da die vorher emittierten Neutronen einen i.a. von der z-Richtung abweichenden Impuls übertragen. Bei unseren Messungen in der Nähe der Anregungsschwellen sind jedoch die Rückstoßkerne auf einen Konus von vernachlässigbar kleinem Öffnungswinkel ϕ_0 mit $\cos \phi > 0.98$ beschränkt. Die Unschärfe im Betrag der Anfangsgeschwindigkeit hat ebenfalls nur vernachlässigbaren Einfluß.
- c) Fehler bei der Bestimmung der Dopplerverschiebungen: Vor allem Fehler bei der Spektrenauswertung spielen eine Rolle. Ebenso sind Korrekturen auf Verstärkungsschwankungen mit Fehlern behaftet.
- d) Erwärmungseffekt: Wie in Abschn. 9.3.2 erläutert, ist die Dichte des Gases in der Nachbarschaft der erwärmten Folie um einen gewissen Faktor, der zwischen 0.8 und 1 liegt, vermindert. Die Meßgröße F_{exp}^x , die sich auf verschwindenden Wärmeeffekt bezieht, erscheint fälschlicherweise erhöht. Bei unseren verschiedenen Gasstopperexperimenten war der Strahlstrom mit ≈ 45 nA und damit der mögliche Erwärmungseffekt nahezu immer konstant.
- e) Unkenntnis der Abbrems Theorie: Ihr wird pauschal durch einen Fehlerbeitrag $\pm 15\%$ zur Unsicherheit der Lebensdauer Rechnung getragen.

- f) Resultierende Fehler für F_{exp} und F_{exp}^x : Auf F_{exp} wirkt sich überwiegend die Unsicherheit c) aus. Die möglichen Abweichungen sind nach beiden Richtungen gleichgroß. Die mögliche negative Abweichung von F_{exp}^x ist dagegen zusätzlich verstärkt, da die Fehlerquelle d) einzubeziehen ist. (Wir haben die aus c) und f) folgenden Fehlerbeiträge einfach summiert.)

Die Fehlerbereiche der Lebensdauern haben wir folgendermaßen ermittelt: Bei den Gasstopperexperimenten wurde zunächst der Fehlerbeitrag d) berücksichtigt. Bei verschwindenden sonstigen Fehlerbeiträgen sollte die gesuchte Lebensdauer im Bereich $(\tau \dots \tau/0.8)$ liegen. Zur oberen Grenze dieses Bereiches wird die Gauß'sche Summe $\Delta\tau^+$ der Fehlerbeiträge c) und e) addiert und eine entsprechende Gauß'sche Summe $\Delta\tau^-$ von τ subtrahiert. Der in Tabelle 1 angegebene Fehlerbereich erstreckt sich von $(\tau - \Delta\tau^-)$ bis $(\tau/8 + \Delta\tau^+)$. Bei den Messungen mit dicken Zn_3P_2 -Targets ergeben sich die Fehler für τ direkt als Gauß'sche Summen der Fehlerbeiträge c) und e).

Die Lebensdauern, die mit verschiedenen Gasstopperexperimenten gewonnen wurden, liegen recht eng benachbart und können zusammengefaßt werden (siehe letzte Spalte der Tabelle 1). Die Messungen mit festem und gasförmigen Bremsmedien stehen bei überlappenden Fehlerbereichen nicht im Widerspruch, wenngleich die Gasstoppermessungen auf systematisch zu niedrige Ergebnisse zu führen scheinen.

In jüngerer Zeit haben Brandolini et al. (Br 70a) (Br 70b) nach der DSAM-Methode mit festen Bremsmedien Lebensdauern der tiefliegenden ^{34}Cl -Zustände gemessen (siehe Tab. (10.)2, Spalte b).

Die Fehlerbereiche sind zu groß für einen kritischen Vergleich mit unseren Daten. Anders verhält es sich mit den Ergebnissen von Recoil-Distance-Experimenten, die neuerdings in verschiedenen Laboratorien zur Bestimmung der langlebigen ^{34}Cl -Zustände durchgeführt werden. Snover et al. (Sn 70) haben nach dieser Methode Lebensdauern für die beiden 1+-Niveaus bestimmt (siehe Tab. (10.)2, Spalte c). Weiterhin sind uns vorläufige Ergebnisse von Brandolini (Br 70c) bekannt, die mit den eben genannten Werten im Einklang stehen, wenn auch mit einer Tendenz zu kleineren Werten (siehe Tab. (10.)2 Spalte d).

Niveau	Methode	Fremdmaterial	a)	b)	c)	d)
M461	DSAM	Zn_3P_2 Gas P -	$7,5 \pm 2,6$ $5,5 \pm 2,9$ $-0,7$	9 ± 4	$10,4 \pm 1,6$	$9 \pm 1,5$
M665	DSAM	Zn_3P_2 Gas P -	$16,0 \pm 4,6$ $12,4 \pm 5,0$ $-2,6$	14 ± 11 -6	$17,0 \pm 3,7$	$14,5 \pm 3$
M1230	Rec. Dist.	Gas P -	15 ± 7 -3	15		22 ± 6

Tabelle (10.)2: Lebensdauern angeregter ^{34}Cl -Zustände (in Einheiten ps)

Spalte a: Vorliegende Arbeit

Spalte b: (Br 70a)

Spalte c: (Sn 70)

Spalte d: (Br 70c)

Die Messungen mit Festkörperstopper sind mit den Recoil-Distance-Daten vereinbar. Dagegen liegen die Gasstopperdaten im Mittel um etwa 30 % zu niedrig. Es ist anzunehmen, daß die Lebensdauer des 1230 KeV-Niveaus auch ca. 30 % höher angesetzt werden sollte, also eher bei 22 ps als bei 15 ps liegt. Brandolini hat in der Tat mit der Recoil-Distance-Methode als vorläufiges Ergebnis 22 ps gefunden. Die systematische Abweichung von etwa 30 % der mit Gasstoppern gemessenen Lebensdauerwerte setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: Ein Beitrag von höchstens 20 % beruht auf dem Erwärmungseffekt. Der verbleibende Anteil resultiert aus der ungenügenden Kenntnis der Abbremsquerschnitte. Eine präzisere Aufgliederung in die beiden Anteile ist nach unseren Messungen nicht möglich.

Die in dieser Arbeit gewonnenen Erfahrungen zwingen dazu, schon früher gewonnene DSAM-Ergebnisse anderer Autoren in Zweifel zu ziehen, sofern gasförmige Bremsmedien verwendet wurden.

Für die weitere Diskussion beziehen wir uns auf Lebensdauerwerte für die untersuchten ^{34}Cl -Niveaus, die uns angesichts der vorliegenden Daten auch anderer Autoren als wahrscheinlich erscheinen:

$$\tau_{461} = (8.5 \pm 2.0) \text{ ps}; \quad \tau_{665} = (16 \pm 3) \text{ ps};$$

$$\tau_{1230} = (22 \pm 4) \text{ ps}; \quad \tau_{1889} = (1.1 \pm 0.3) \text{ ps}$$

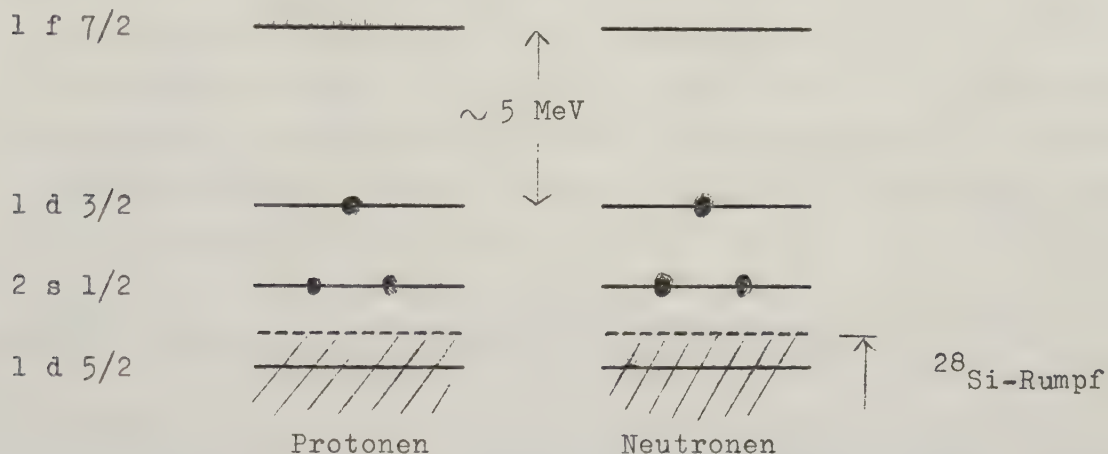
11. Vergleich mit Schalenmodellvoraussetzungen

Das Schalenmodell hat sich bei der Beschreibung der Kerneigenschaften im Massengebiet um $A = 34$ von allen theoretischen Ansätzen bisher am besten bewährt. Die anschauliche Vorstellung, die dem einfachen Schalenmodell zugrundeliegt, läßt sich etwa so umreißen: Eine gewisse Zahl von "äußeren" Nukleonen bewegt sich im Feld eines "inerten" Kernrumpfes, dessen Nukleonen nicht explizit in die Rechnung eingehen. Die Kerneigenschaften hängen dann nur von den äußeren Nukleonen ab. Die Zustände des Systems der äußeren Nukleonen werden durch das Rumpfpotential und die Wechselwirkung der äußeren Teilchen untereinander, der Restwechselwirkung, bestimmt. Damit Anregungen des Rumpfes keine erhebliche Rolle spielen, sollte er einem Kern mit "sauberem" Schalenabschluß entsprechen. Es sei noch vermerkt, daß Löcher des Rumpfes weitgehend analog zu äußeren Nukleonen behandelt werden können.

Der ^{34}Cl -Kern stellt ein recht kompliziertes Problem für Schalenmodelluntersuchungen dar: Mit einem ^{28}Si -Rumpf ergeben sich 6 und mit einem ^{16}O -Rumpf gar 18 äußere Nukleonen. In jüngerer Zeit sind Schalenmodellrechnungen (u.a. (Gl 64), (Gl 70), (Ev 70)) unter Voraussetzung eines ^{28}Si -Rumpfes durchgeführt worden. Die dabei benutzten Vorstellungen und mathematischen Methoden werden anschließend erläutert. Danach folgt eine Übersicht über die vorliegenden Schalenmodelluntersuchungen mit einer Gegenüberstellung von theoretischen und experimentellen ^{34}Cl -Daten. Die Qualität der Schalenmodellbeschreibung wird hernach diskutiert.

Die stationären Kernzustände $|\psi_i\rangle$ werden näherungsweise als Produkte $|\chi\rangle|\phi_i\rangle$ angesetzt. $|\chi\rangle$ beschreibt den abgeschlossenen Rumpf, $|\phi_i\rangle$ die Wellenfunktion des Systems der äußeren Nukleonen. Man nimmt an, daß die Kernzustände allein durch die Wellenfunktionen $|\phi_i\rangle$ bestimmt werden. Die Funktionen $|\phi_i\rangle$ gehören einem Konfigurationsraum an, dessen Basiszustände mit Hilfe von 1-Teilchen-

zuständen $\{Y_n^{\nu}\}^*$) konstruiert werden können. Der Lösungsraum L für die Zustände wird dadurch beschränkt, daß nur gewisse 1-Teilchenbahnen zugelassen werden. Die in Frage kommenden 1-Teilchenbahnen sind in beigefügter Skizze veranschaulicht.



Die eingezeichnete Nukleonenkonfiguration sollte je nach Kopplung der beiden $(2 d \ 3/2)$ Nukleonen in tiefliegenden $(0+)$, $(1+)$, $(2+)$ und $(3+)$ Zuständen des ^{34}Cl -Kerns mit erheblichem Gewicht beigemischt sein.

Wenn der Hamilton-Operator $\underline{H}$ für die äußeren Nukleonen gegeben ist, gewinnt man die Schalenmodellösungen durch Diagonalisierung von $\underline{H}$ im Lösungsraum L . $\underline{H}$ ist nach dem Vorhergehenden eine Summe von 1- und 2-Teilchen-Potentialen. Die Coulomb-Wechselwirkung wird von $\underline{H}$ gewöhnlich abgespalten und für die gesuchten Lösungen Isospinreinheit vorausgesetzt.

*) Die Funktionen $\{Y_n^{\nu}\}$ beschreiben 1-Teilchenbahnen bei verschwindender Restwechselwirkung.

Auf $\underline{H}$ kann in relativ komplizierter Weise aus den Daten der Nukleon-Nukleon-Streuung geschlossen werden. Wesentlich einfacher ist die empirische Festlegung von $\underline{H}$, die in den uns interessierenden theoretischen Arbeiten verfolgt wurde. Für die empirische Methode spricht aber auch ein prinzipieller Gesichtspunkt: Mängel der Rechnung, die mit der Vernachlässigung von Rumpfanregungen und höheren 1-Teilchenzuständen zusammenhängen, können teilweise in den Fitparametern absorbiert werden. In dieser Weise wird ein "effektiver" Hamiltonoperator bezüglich des beschränkten Lösungsraumes gewonnen. Es ist naheliegend, auch die Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Feld durch solche effektiven Operatoren zu beschreiben.

Auf die Methoden der Parametrisierung des effektiven Operators und der effektiven Multipoloperatoren sei etwas näher eingegangen.

Parametrisierung des effektiven Energieoperators:

a) Die Elemente der Energiematrix lassen sich durch eine relativ kleine Zahl unabhängiger 2-Teilchen-Matrixelemente h_{ν} ausdrücken. In der Arbeit (Gl 64) wurden die Größen h_{ν} als Fitparameter verwendet. Fit-Kriterium war die Übereinstimmung von experimentellen und theoretischen Bindungs- und Anregungsenergien für eine große Zahl von Zuständen im Massenbereich $A = 29 - 40$. Diese Methode hat verschiedene Nachteile. So wächst die Zahl der Fitparameter h sprunghaft bei Erweiterung des Lösungsraumes an. Dadurch ist beispielsweise die Mitnahme von $f7/2$ -Bahnen oder $d5/2$ -Löcher neben den $s1/2$ und $d3/2$ -Bahnen praktisch unmöglich.

b) Übersichtlicher ist die Einführung eines einfachen 2-Teilchenpotentials mit empirisch zu bestimmenden Potentialparametern. In den Arbeiten (Wil 68), (Ev 70) wurde die sogenannte "Modified Surface Delta Interaction" (MSDI) angesetzt. Das MSDI-Potential enthält 4 freie Parameter (siehe (Gl 67)). Sie wurden zusammen

mit den Einteilchenbindungsenergien als Fitparameter betrachtet. Das unter a) erwähnte Fitkriterium wurde im Massenbereich $A = 30 - 34$ angewendet. Der praktische Vorteil einer geringeren Zahl von Fitparametern ist offensichtlich. Ferner erweist es sich als günstig, daß die Parameter nur schwach von der Wahl des Lösungsraums abhängen. So kann z.B. getestet werden, wie sich die Mitnahme höherer l-Teilchenbahnen auswirkt (Gl 68). Dagegen mag die Einfachheit des MSDI-Ansatzes Skepsis hervorrufen: Die MSDI Wechselwirkung tritt definitionsgemäß nur an der Kernoberfläche und mit verschwindender Reichweite auf.

Parametrisierung der effektiven Multipoloperatoren:

Von Interesse sind in erster Linie die M1- und E2-Operatoren. Naheliegend ist ein Fit zur Bestimmung effektiver reduzierter l-Teilchenmatrixelemente ("reduced single particle matrix elements" = "rspme"), mit deren Hilfe Übergangswahrscheinlichkeiten und statische Momente ausgedrückt werden können. Eine andere Methode besteht darin, die Ladungen und g-Faktoren, die in der expliziten Darstellung von reduzierten l-Teilchenmatrixelementen auftreten, durch effektive Ladungen und effektive g-Faktoren zu ersetzen. In der Arbeit (Gl 70) wurden schalenunabhängige effektive Ladungen und g-Faktoren bestimmt.

Die Tabelle 1 gibt einen Überblick über einschlägige Schalenmodellrechnungen. Die Rechnungen zur Bestimmung von Übergangswahrscheinlichkeiten beziehen sich auf die in gleicher Zeile angegebenen Wellenfunktionen. Die in Tabelle 1 zitierten Schalenmodellrechnungen beruhen auf halbempirischen Ansätzen. Ihre Voraussagen beziehen sich auf Kerne eines mehr oder weniger großen Massenbereiches (siehe 2. Spalte der Tabelle 1). Die vorausgesagten Niveauschemata für den ^{34}Cl -Kern sind in Abb. 23 angegeben. Um diese Ansätze zu beurteilen, ist eine systematische Gegenüberstellung experimenteller und theoretischer Daten für alle Kerne des fraglichen Massenbereiches wünschenswert.

Theoretische Wellenfunktionen				Theor. Übergangswahrsch.	
Lit.	A	Konfig.-Raum	Fitparam. für H_{eff}	Lit.	Fitparam. für M_{eff}^2 E_{eff}^2
G1 64	29- 40	2s1/2; 1d3/2	2-T-Matr. El. 1-T. Bind. En.	Ba 68	ϵ_{eff}
Wil 68	30- 34	2s1/2; 1d3/2; bis zu 2 d5/2-	MSDI-Param. 1-T. Bind. En.	G1 70	$r.s.p.m.$ $r.s.p.m.$
Ev 70	30- 34	2s1/2; 1d3/2, 0 od. 2 Teilch. in f7/2 Schale	1) MSDI-Param. 1-T. Bind. En.	Ev 70	(keine Angabe)
			2) MSDI-Param. 1-T. Bind. En.	Ev 70	

Tabelle 1

Glaudemans et al. haben im Massenbereich $A = 30-34$ mit Hilfe der MSDI-Wellenfunktionen systematisch elektromagnetische Übergangswahrscheinlichkeiten berechnet und sie mit den verfügbaren experimentellen Daten verglichen (Gl 70). Eine ähnliche Gegenüberstellung mit Ergebnissen der älteren Schalenmodellrechnung (Gl 64) existiert nicht. Die Arbeit von Evers et al. enthält nur Ergebnisse zu ^{34}Cl und ^{38}K . Sie hatte vor allem den Zweck, Unzulänglichkeiten der Wildenthal'schen Rechnung durch einen modifizierten Ansatz möglicherweise zu beheben.

Aus der Arbeit von Glaudemans (Gl 70) ergibt sich folgende Bilanz: Die mit der MSDI-Methode gewonnenen Wellenfunktionen beschreiben drei starken Multipolübergänge sehr gut. Die Abweichungen von den experimentellen Werten überschreiten im Mittel kaum den typischen experimentellen Fehler von 30 %. Diskrepanzen treten vor allem bei Multipolübergängen in uu-Kernen auf, an denen $(1+)$ -Zustände beteiligt sind. Die $(1+)$ -Zustände werden auch hinsichtlich ihrer Anregungsenergien und der spektroskopischen Faktoren nur unzulänglich beschrieben.

Die spektroskopischen ^{34}Cl -Daten unserer Arbeit sind in Tabelle 2a mit den Ergebnissen der MSDI-Rechnung von Glaudemans und anderen Rechnungen (siehe unten) aufgeführt. Die effektiven g-Faktoren und Ladungen enthält Tabelle 2b. Der ^{34}Cl -Kern bietet die Möglichkeit, das anomale Verhalten der $(1+)$ -Zustände zu studieren. Zunächst fällt auf, daß sich die mit verschiedenen effektiven Parametern berechneten M1-Übergangswahrscheinlichkeiten in der Regel um Faktoren 5 bis 10 unterscheiden. Das trifft auch für Übergänge zu, an denen keine $(1+)$ -Zustände beteiligt sind. Diese Mehrdeutigkeit der theoretischen Ergebnisse existiert bei anderen Kernen des Massenbereiches 30-34 zumindest nicht in diesem Maße. Aus den Daten der Tabelle 2a kann nicht auf anomale Übergangswahrscheinlichkeiten bei Beteiligung von $(1+)$ -Zuständen geschlossen werden, weil andere Übergänge von der Theorie ebenfalls nur schlecht beschrieben werden. Fälle von befriedigender Übereinstimmung

M1-Stärke (10^{-2} W.u.)							E2-Stärke (W.u.)				
Übergang		Exp.	Theorie						Exp	Theorie	
$J_i^{\pi_i}$	$J_f^{\pi_f}$		a	b	c	d	e	f		g	h
$(1,0)_1$	$(0,1)_1$ $(3,0)_1$	$3,8 \pm 0,8$ 0	0,032	6,9	3,2	0,0	14,8	17,4	0 90	0, 0,0	0,1
$(1,0)_2$	$(0,1)_1$ $(3,0)_1$	$0,66 \pm 0,12$	0,98	18	15	18	1,06	3,34	0 4	0,9	3,9
$(2,0)_1$	$(0,1)_1$ $(3,0)_1$ $(1,0)_1$ $(1,0)_2$	0 $0,009^{+0,020}_{-0,006}$ $0,030^{+0,035}_{-0,015}$ $0,22 \pm 0,5$		0,1	1,1	0,1			0,07 $0,75 \pm 0,35$ $5,0 \pm 2,0$ $5,7 \pm 2,0$	0,0 0,0 0,1 1,4	0,0 0,1 0,4 6,1
$(2,0)_2$	$(0,1)_1$ $(3,0)_1$ $(1,0)_1$	0 $0,12 \pm 0,08$ $0,20 \pm 0,10$		0,1	1,0	0,1			0,1 $1,5 \pm 1,0$ 10 ± 5	0,0 0,3 0,4	0,0 1,5 1,6

- a) Wellenfunktion (Gl 64); eff. g-Fakt.
b) Wellenfunktion (Wil 68); g-Fakt. der freien Nukl.
c) Wellenfunktion (Wil 68); eff. g-Fakt.
d) Wellenfunktion (Wil 68); eff. Matr. Elem.
e) Wellenfunktion (Ev 70); MSDI
f) Wellenfunktion (Ev 70); MSDI T
g) Wellenfunktion (Wil 68); Lad.d. freien Nukl.
h) Wellenfunktion (Wil 68); eff. Lad.

Rechnung	eff. g-Faktor	eff. Ladung
G1 70	$g_p^{(1)} = 0.96$ $g_p^{(1)} = 0.11$ $g_p^{(s)} = 5.83$ $g_n^{(s)} = 2.65$ $(g_n(s1/2) - g_p(s1/2) = -8,48)$ $(g_n(d3/2) - g_p(d3/2) = 0,40)$	$l_p + l_n = 2.12$ $l_p - l_n = 0.76$
Ba 69	$g_n(s1/2) - g_p(s1/2) = -3,4$ $g_n(d3/2) - g_p(d3/2) = 0$	

Tabelle 2b

wie z.B. der E2-Übergang N1889 N146, erscheinen eher als zufällig. Die Anregungsenergien von allen vier Niveaus werden nur mangelhaft reproduziert. Am auffälligsten ist vielleicht noch die Vertauschung der Reihenfolge zwischen (0+)- und (1+)-Zuständen.

Der in einigen Fällen mäßige Erfolg der MSDI-Rechnung hat Evers und Stocker bewogen, den MSDI-Ansatz um ein tensorielles Glied zu erweitern und einen etwas veränderten Schalenmodellraum anzunehmen. (Ev 70). Die von ihnen berechneten M1-Übergangswahrscheinlichkeiten der beiden tiefliegenden (1+)-Niveaus in ^{34}Cl sind in Spalte e und f der Tabelle 2a aufgeführt. Mit 0 oder 2 zugelassenen f7/2-Teilchen und beliebiger Besetzung der 2s1/2 und 1d3/2 Schalen erhalten sie sowohl mit der MSDI- als auch MSDIT-Methode zwar wirklichkeitsnähere Anregungsenergien (siehe Abb. 23) aber keine wesentliche Verbesserung in den M1-Übergangswahrscheinlichkeiten.

R. Bass hat die beiden M1-Zerfallswahrscheinlichkeiten der $^{34}\text{Cl}(1+)$ -Zustände mit den älteren Wellenfunktionen von Claudemans berechnet (Ba 69).

Die effektiven g-Faktoren *) (siehe Tabelle 2b) wurden in Anlehnung an Rechnungen von G. Wiechers und P.J. Brussard (Wie 65) gewählt.

Die Ergebnisse der Rechnung von R. Bass sind in Spalte a der Tabelle 2a festgehalten. Die Übereinstimmung mit dem Experiment ist für den tiefliegenden (1+)-Zustand schlecht. Angesichts dieser groben Diskrepanz kann die recht gute Übereinstimmung im anderen Fall kaum als Bestätigung für die getesteten Wellenfunktionen angesehen werden.

*) In das M1-Matrixelement, das einen ($\Delta T=1$)-Übergang in der s-d-Schale beschreibt, gehen nur die angegebenen Differenzen von g-Faktoren ein.

Zur Illustration sei etwas im Detail auf die Berechnung der M1-Zerfallswahrscheinlichkeiten der tiefliegenden (1+)-Niveaus eingegangen. In Tabelle 3b sind in der obersten Zeile die für die Rechnung maßgeblichen Konfigurationen der zerfallenden Zustände und des Endzustandes ($J\pi = 0+, T = 1$) aufgeführt. Die angegebenen Intensitäten und Phasen sind den Arbeiten (Gl 64) und (Wil 70) entnommen.

Die Diskrepanzen zwischen den beiden Rechnungen sind erheblich. Es spricht nicht für die Güte des Ansatzes in der Arbeit (Gl 64), wenn bei einer Erweiterung des Konfigurationsraumes, wie bei (Wil 68) durchgeführt, die Gewichte der dominierenden Konfigurationen nicht wenigstens grob erhalten bleiben. Die Amplituden des zweiten ($J = 1, T = 0$)-Niveaus der Wildenthal'schen Rechnung (Wil 68) stimmen relativ gut mit den Amplituden des ersten ($J = 1, T = 0$)-Niveaus der Glaudemans'schen Rechnung (Gl 64) überein. Möglicherweise führen die theoretischen Anregungsenergien der beiden (1+)-Zustände auf eine falsche Zuordnung, zumal die (1+)-Zustände nur einen geringen Energieunterschied aufweisen.

Bei einem M1-Übergang zwischen den in Tabelle 3b genannten ^{34}Cl -Zuständen bleiben die Besetzungen der einzelnen Schalen erhalten ($\Delta l \leq 1$ bei M1-Übergängen!). Wird $\{g_n(d3/2) - g_p(d3/2)\} = 0$ gesetzt, so sind nur noch die an Tabelle 3b durch Pfeile ange-deuteten Übergänge wesentlich. Jedem dieser Übergänge entspricht ein M1-Matrixelement, das mit Hilfe der Drehimpulsalgebra auf Summen von 2-Teilchenmatrixelementen zurückgeführt werden kann.

$^{34}\text{Cl}_{J,T}$	$(d)_{JT}^2$	$(s)_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{-1} (d)_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^3$	$(s)_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{-1} (d)_{\frac{3}{2} \frac{1}{2}}^3$	$(s)_{JT}^{-2} (d)_{00}^4$
$(0,1)_1$	a) -709 b) -370	- 9 - 38	- -	↓ - 124 - 125
$(1,0)_1$	a) - 85 b) +370	+ 41 (+125)	↓ ↘ + 792 (-)	+ 3 - 34
$(1,0)_2$	a) -389 b) - 34	-167 -	- 29 + 410	+ 305 -

a) = Rechnung (Gl 64)

b) = Rechnung (Wil 68)

Tabelle 3b: Theoretische Intensitäten (in %) und Phasen,
die wesentlich die M1-Übergangsstärken der
 ^{34}Cl (J=1; T=0)-Zustände bestimmen.

Die Ml-Zerfallsraten tiefliegender ^{34}Cl -Zustände sind bemerkenswert klein (siehe Tabelle 4).

E_i	E_f	$(Ml)^2 (10^{-2} \text{ w.v.})$	ΔT
461	0	$3,8 \pm 0,8$	1
665	0	$0,66 \pm 0,12$	1
1230	146	0,03	0
	461	0,07	0
	665	0,3	0
1889	146	0,2	0
	461	0,3	0

Tabelle 4

Kleine Ml-Stärken in ^{34}Cl folgen aus allgemeinen Regeln. Für $(\Delta T = 0)$ -Übergänge in selbstadjungierten Kernen hat Morpurgo (Mo 64) eine solche Regel formuliert. Modellunabhängige Ursache für die Behinderung der Ml-Stärke ist die Kleinheit des Faktors $1/2(\nu_p + \nu_n - 1/2) = 0.19$ gegen $(\nu_p - \nu_n)/2 = 2.35$. Für die Ml-Übergänge in ^{34}Cl mit $\Delta T = 1$ ist aus einem anderen Grund ebenfalls eine geringe Stärke zu erwarten, vorausgesetzt, daß vorwiegend Teilchen der $d3/2$ -Schale für den Übergang maßgeblich sind. Maripuu (Mar 68) hat allgemein gezeigt, daß reduzierte 1-Teilchen-Ml-Matrixelemente für Übergänge von einer $(1-1/2)$ -Schale wesentlich kleiner sind als von einer $(1+1/2)$ -Schale. Die bei (Gl 70) tabulierten 1-Teilchen-Matrixelemente unterstreichen diese Aussage, (siehe auch Tabelle 2b).

Nach der Regel von Maripuu hängen die M1-Übergänge mit Isospinwechsel empfindlich von Lochanregungen der $2s_{1/2}$ -Schale ab. Auch wenn - wie nach dem einfachen Schalenmodell zu erwarten - der Anteil von $2s_{1/2}$ -Lochkonfigurationen in den Wellenfunktionen tiefliegender ^{34}Cl -Zustände nur relativ klein ist, können kleine Änderungen in den Amplituden dieser Lochkonfigurationen drastische Änderungen in den M1-Übergangsstärken bewirken. Nahezu zutreffende Sätze von Wellenfunktionen können also dennoch zu grob unrealistischen Zerfallswahrscheinlichkeiten führen.

Nicht alle Fehlvoraussagen der zitierten Schalenmodellrechnungen sind jedoch auf ähnlich plausible Weise zu erklären. Die Ursachen für das teilweise Versagen sind noch nicht geklärt. Nach Hinweisen von Glaudemans (Gl 68) liegt der Hauptgrund nicht in der Wahl eines speziellen Ansatzes für die 2-Teilchen-Wechselwirkung. Insbesondere bereitet erfahrungsgemäß die Beschreibung von $(1+)$ -Zuständen in uu-Kernen auch bei Annahme anderer 2-Teilchen-Wechselwirkungen Probleme.

Vielleicht ist der zugelassene Schalenmodellraum in den bisherigen Rechnungen zu begrenzt. Werden nur wenige zusätzliche Teilchen- oder Loch-Zustände zugelassen, dann steigt allerdings die Dimension des Modellraums für ein vorgegebenes Paar (J,T) in die Größenordnung von 1000 und mehr (Ev 70). Abgesehen von rechentechnischen Problemen erhebt sich die Frage nach dem physikalischen Sinn eines solchen Unternehmens. Wellenfunktionen, die aus hunderten komplizierten Konfigurationen von vergleichbarem Gewicht zusammengesetzt sind, besitzen sicher nur geringen anschaulichen Wert. Diese Feststellung gilt auch schon weitgehend für die bisherigen Rechnungen. Andererseits ist eine Schalenmodelltheorie nach der MSDI-Methode oder einem ähnlichen Konzept auch bei erheblich erweitertem Konfigurationsraum noch einfach und durchsichtig: Mit einer geringen Zahl von empirischen Parametern werden experimentelle Daten beschrieben, deren Zahl um einige 10er-Potenzen größer ist. Die attraktive Grundidee des Schalenmodells, daß nur wenige "äußere" Nukleonen bestimmend sind, wird beibehalten.

Anhang

A.1 χ^2 -Methode

Ein Maß für die Übereinstimmung zwischen einer experimentellen und theoretischen Winkelverteilung ist die Summe:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N (W_i^{\text{exp}} - W_i^{\text{th}})^2 / R_i^2$$

Darin bedeuten:

N Anzahl der Meßwinkel

W_i^{exp} Werte der experimentellen Winkelverteilung bei den Winkeln θ_i

W_i^{th} Werte der theoretischen Winkelverteilung bei den Winkeln θ_i

R_i^2 mittlere quadratische Streuung von W_i^{exp}

Der Erwartungswert von χ^2 ist offensichtlich $= N$, wenn die theoretische Winkelverteilung physikalisch zutreffend ist. Die Wahrscheinlichkeit $F_N(a)$, daß bei einer Messung χ^2 größer als eine Zahl a ausfällt, nimmt mit zunehmendem Wert a rasch ab. Einige Werte $F_N(a)$ für $N = 5$ seien angegeben (siehe (Wa 59)):

$$F_5(4.25) = 0.5 \quad F_5(9.0) = 0.1 \quad F_5(15.0) = 0.01 \quad F_5(20) = 0.001$$

Eine χ^2 -Kurve ergibt sich, wenn die theoretischen Größen W_i^{th} und damit auch χ^2 Funktionen eines Parameters x sind. In der Nähe des physikalisch richtigen x -Wertes wird die χ^2 -Kurve minimal. Der Erwartungswert von χ^2 an der Stelle des Minimums beträgt $(N-1)$, falls die Funktionen $W_i^{\text{th}}(x)$ linear von x abhängen. Die Wahrscheinlichkeit, daß $\chi^2_{\min} < a$ ausfällt, ist durch $F_{N-1}(a)$ gegeben (siehe (Wa 59)). In dem allgemeineren Fall, daß die theoretischen Größen W_i^{th} Funktionen von n Parametern $x_k (k=1, \dots, n)$ sind, ergeben sich n -dimensionale χ^2 -Hyperflächen. Der Erwartungswert für das χ^2 -Minimum ist dann $N-n$, wenn die Funktionen $W_i^{\text{th}}(x_1, \dots, x_n)$ linear sind. Entsprechend ist die Wahrscheinlichkeitsfunktion $F_{N-n}(a)$ zu benutzen.

In unseren Rechnungen hängen die Werte W_i^{th} nicht nur von dem kontinuierlichen Mischungsparameter δ sondern auch von diskreten Parametern π_2, J_2, π_3, J_3 ab. Für jeden möglichen Satz diskreter Parameter wurde in Bezug auf eine gemessene Winkelverteilung die $\chi^2(\delta)$ -Kurve bestimmt.

Folgende Konventionen gelten hinsichtlich der Beurteilung von χ^2 -Kurven (siehe z.B. (Gl 63)):

1. Ein Parametersatz ist zu verwerfen, wenn die χ^2 -Kurve an keiner Stelle δ die "0,1% - Vertrauensgrenze" $a_{0,001}$ (englisch "0,1 % confidence limit") unterschreitet. Der Wert $a_{0,001}$ ist durch $F_{N-1}(a_{0,001}) = 0,001$ gegeben.
2. Ein Parametersatz gilt nur dann als eindeutig verifiziert, wenn die übrigen Parametersätze das Kriterium der 0,1 % - Vertrauensgrenze nicht erfüllen oder aus anderen Gründen mit Sicherheit ausschließbar sind.
3. Von der χ^2 -Kurve des richtigen Parametersatzes erwartet man nicht nur ein Unterschreiten der 0,1 % - Vertrauensgrenze sondern auch ein Minimum ungefähr in Höhe der "50 % - Grenze" $a_{0,5}$, die durch $F_{N-1}(a_{0,5}) = 0,5$ definiert ist. Andernfalls entstehen Zweifel am richtigen theoretischen Ansatz der Funktionen $W_i^{th}(\delta)$ und (oder) einer realistischen Abschätzung der Meßfehler R_i .

Die Minimumposition der "richtigen" χ^2 -Kurve legt den gesuchten δ -Wert fest. Der dem statistischen Standardfehler entsprechende Fehlerbereich für δ ist im Falle eines annähernd parabelförmigen χ^2 -Minimums durch die beiden Punkte der χ^2 -Kurve eingegrenzt, die von der Geraden $\chi^2 = (\chi^2)_{\min} + 1$ geschnitten werden (siehe (Er 66)). Auch wenn die χ^2 -Kurve in der Umgebung des Minimums nicht parabelförmig ist, gewinnt man erfahrungsgemäß auf diese Weise noch eine brauchbare Fehlerabschätzung.

Es erschien uns ratsam, neben dieser " $\chi^2_{\min} + 1$ "-Methode eine etwas durchsichtigere Fehlerbetrachtung anzuwenden. Sie bestand darin, zunächst einen Anisotropiefehler $\Delta(I(0^\circ)/I(90^\circ))$ für die experimentelle Winkelverteilung abzuschätzen (siehe Kap. 4.2). In $\Delta(I(0^\circ)/I(90^\circ))$ lassen sich auch nichtstatistische Fehlerbeiträge einschließen. Aus der theoretischen δ -Abhängigkeit der Anisotropie folgt daraus der Fehler für δ . Beide Methoden der Fehlerabschätzung führten auf recht gut übereinstimmende Fehlerbereiche. Zur Festlegung der richtigen Parametersätze kann auf die χ^2 -Methode nicht zugunsten des einfacheren Anisotropievergleichs verzichtet werden, da es oft zwischen Winkelverteilungen gleicher Anisotropie aber mit verschiedenem Verlauf zu unterscheiden gilt.

Die Berechnung der χ^2 -Kurven geschah so: Mit Hilfe des Fortran-IV-Programms "Mandy" von A.A. Jaffé (Sh 69) wurden die Winkelverteilungen der Hauser-Feshbach-Satchler-Theorie für die interessierenden Parametersätze berechnet. Für alle Paare von zu vergleichenden experimentellen und theoretischen Winkelverteilungen wurden danach mit dem Fortran-IV-Programm "ZTTR" von C. Bindhardt die χ^2 -Werte berechnet. Jeder χ^2 -Wert war das Ergebnis einer Fitprozedur, die darin bestand, einen relativen Normierungsfaktor für beide Winkelverteilungen zu finden, mit dem χ^2 minimal wurde.

A.2 "Hauser-Feshbach-Satchler"-Theorie

Hauser und Feshbach haben eine statistische Theorie zur Beschreibung von Compoundkernreaktionen entwickelt (Ha 52). Sie geben einen Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt des auslaufenden Teilchens b bei der Reaktion $A(a,b)B$ an. Satchler (Sa 54), (Sa 56) hat diese Formel zur Berechnung der γ -Winkelverteilung verallgemeinert. Wir benutzen im folgenden die Bezeichnung "Hauser-Feshbach-Satchler"-Theorie (abgekürzt: Ha-Fe-Sa-Theorie).

Details der Theorie und Rechnung sollen an dieser Stelle nicht nachvollzogen werden. Nur einige ihrer Grundzüge seien erwähnt, die einen Eindruck über die Anwendungsmöglichkeiten vermitteln.

Die Ha-Fe-Sa-Theorie bezieht sich auf Compoundreaktionen. Die berechneten Wirkungsquerschnitte sind als statistische Mittelwerte über gewisse Energieintervalle zu verstehen, die genügend viele Compoundkernresonanzen enthalten. Die Absorptions- und Emissionswahrscheinlichkeiten für Partialwellen in den Eingangs- und Ausgangskanälen werden durch Transmissionskoeffizienten beschrieben, die im allgemeinen aus dem optischen Modell gewonnen werden.

Experimentelle Winkelverteilungen sollten sich also für eine Ha-Fe-Sa-Analyse eignen, wenn die erzeugende Reaktion von fast reinem Compoundcharakter ist und die Mittelung über viele Compoundresonanzen - etwa durch hinreichende Energieunschärfe im Eingangskanal - verwirklicht ist. Von vorneherein läßt sich nicht sagen, ob im Falle der $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)$ -Reaktion bei den von uns gewählten Einschußenergien (≈ 8 MeV) der Direktanteil der Reaktion vernachlässigbar ist. Ebenso besteht Ungewißheit darüber, ob die Strahlunschärfe (≈ 200 KeV) eine ausreichende Energiemittelung garantiert. Es mag einige Argumente geben, die auf günstige Bedingungen für die Ha-Fe-Sa-Analyse hinweisen (siehe Kap. 2); aufschlußreicher ist aber der Grad der Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie bei solchen Winkelverteilungen, die nur von wohlbekannten spektroskopischen Größen abhängen. Die Grundzustandsübergänge in ^{34}Cl sind von reinem Multipolcharakter und bieten sich für einen Test der Theorie an. Wir haben daher insbesondere die Grundzustandsübergänge in ^{34}Cl eingehender untersucht, als nur zur eindeutigen Spinfestlegung erforderlich gewesen wäre.

Auf eine nicht immer zulässige Vereinfachung der Theorie von Hauser und Feshbach sei noch hingewiesen. Dresner (Dr 57) und in noch größerer Allgemeinheit Moldauer (Mo 64) haben gezeigt, daß bei der Mittelung über die Compoundkern-Resonanzen insbesondere der Effekt der "Breitenfluktuation" berücksichtigt werden sollte. Dessen Bedeutung läßt sich für den Grenzfall

isolierter Resonanzen einfach plausibel machen: Die partiellen integrierten Wirkungsquerschnitte $\langle \sigma_{cc'} \rangle_{\Delta E}$ (ΔE ist Mittelungsbereich; c und c' sind Kanalparameter für Eingangs- und Ausgangskanal) sind in diesem Fall exakt gegeben durch:

$$\langle \sigma_{cc'} \rangle_{\Delta E} = f(c) \left\langle \frac{\Gamma_{mc} \Gamma_{mc'}}{\sum_{c''} \Gamma_{mc''}} \right\rangle_M$$

(μ läuft über alle Resonanzen im Mittelungsbereich ΔE ; zu summieren ist im Nenner über die partiellen Breiten $\Gamma_{mc''}$ aller Ausgangskanäle c'' ; f_c ist ein nur vom Eingangskanal abhängiger kinematischer Faktor).

Hauser und Feshbach vernachlässigen Korrelationen zwischen den Partiellen Breiten, indem sie annehmen:

$$\left\langle \frac{\Gamma_{mc} \Gamma_{mc'}}{\sum_{c''} \Gamma_{mc''}} \right\rangle_M \approx \frac{\langle \Gamma_{mc} \rangle_M \langle \Gamma_{mc'} \rangle_M}{\langle \sum_{c''} \Gamma_{mc''} \rangle_M}$$

Sie unterschätzen so den elastischen Ausgangskanal, der mit dem Eingangskanal maximal korreliert ist. Wenn der Anteil des compoundelastischen Wirkungsquerschnittes relativ groß ist, folgt daraus eine Überschätzung der nichtelastischen Wirkungsquerschnitte. Die Abweichungen, die im elastischen Kanal einen Faktor $1/3$ und in den anderen Kanälen einen Faktor 2 erreichen können, vermindern sich, je mehr Ausgangskanäle offen sind, d.h. je kleiner der relative Anteil des bevorzugten elastischen Wirkungsquerschnitts am Gesamtwirkungsquerschnitt ist. Im Gegensatz zu den Anregungsquerschnitten sind die Winkelverteilungsformen, wie in vielen Fällen festgestellt wurde (z.B. (Ma 66)), nahezu unempfindlich gegen den Effekt der "Niveaubreitenfluktuation".

A.3 Berechnung von $F(\tau)$ -Kurven

Zur Bestimmung der $F(\tau)$ -Kurve nach der Blaugrundnäherung wird das Integral

$$F(\tau) = \frac{1}{\tau v_0} \int_0^{\infty} dt e^{-t/\tau} \langle v(t) \rangle_N \langle \cos \phi(t) \rangle_N$$

für eine Serie von τ -Werten berechnet. Im folgenden soll der Einfachheit halber die Mittelungsklammer bei $\langle v(t) \rangle_N$ weggelassen werden und $\overline{\cos \phi(t)}$ statt $\langle \cos \phi(t) \rangle_N$ geschrieben werden.

Die Umkehrfunktion zu $v(t)$ ist durch das Integral

$$t(v) = \frac{1}{M} \int_{v_0}^v dv / \left(\frac{dE}{dx} \right) \quad (M \text{ Masse des Ions})$$

gegeben. Da $\overline{\cos \phi(t)}$ nach der Blaugrundnäherung bei gegebener Anfangsgeschwindigkeit v_0 als Funktion der Geschwindigkeit v vorliegt und die Umkehrung der Funktion $t(v)$ lästig ist, haben wir die Variablensubstitution $t \rightarrow v$ vorgenommen:

$$(A.3.1) \quad F_{v_0}(\tau) = \frac{1}{\tau v_0} \int_{v_0}^{\infty} dv \frac{dt}{dv} e^{-t(v)/\tau} v \overline{\cos \phi(v, v_0)}$$

Wir haben F mit dem Index v_0 versehen und v_0 in die Argumentliste von ϕ aufgenommen, um die Abhängigkeit dieser Funktion von der Anfangsgeschwindigkeit hervorzuheben.

In einigen Unterabschnitten sollen die einzelnen Rechenschritte zur Bestimmung von $F_{v_0}(\tau)$ und die wichtigsten Formeln der LSS-Theorie angeführt werden.

A.3.1 Berechnung des spezifischen Energieverlustes

Mit dem Rechenprogramm "Abbremsprozeß" werden in beliebig wählbaren Stützstellen der totale Energieverlust dE/dx und sein reziproker Wert, ferner die elektronischen und nuklearen Anteile $f_e(dE/dx)_e^{LSS}$ und $f_n(dE/dx)_n^{LSS}$ als Funktionen der Geschwindigkeit berechnet.

Nach der Arbeit von Lindhardt et al. ist $(dE/dx)_e^{LSS}$ gegeben durch:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e^{LSS} = 1.845 \cdot 10^{-2} \frac{Z_2}{A_2} \frac{Z_1^{7/6}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2}} d \frac{v}{v_n}$$

v = Geschwindigkeit des Projektilions der Ordnungszahl Z_1

d = Dichte der Stopperkerne der Ordnungszahl Z_2 und Masse A_2

$v_n = c/137$

$(dE/dx)_n^{LSS}$ ist von Lindhardt et al. numerisch als Funktion von v gegeben und wird für unsere Zwecke sehr gut durch einen Näherungsausdruck beschrieben.

Bei mehreren Atomsorten in der Bremssubstanz wird der Energieverlust additiv aus den einzelnen Anteilen zusammengesetzt.

A.3.2 Die Funktion $t(v)$ und dt/dv

$(dE/dx)^{-1}$ wurde durch eine Laurent-Reihe $\sum_{v=-1}^{+3} A_v v^v$ angepaßt (Programm DIL2A von Wenzelburger). Die maximale Abweichung der Laurentreihe von der anzupassenden Funktion war in allen gerechneten Fällen $< 1 \%$. Aus dem gewählten Ansatz ergibt sich:

$$\frac{dt}{dv} = -M_1 \frac{1}{|dE/dx|} = -M_1 \sum_{v=1}^3 A_v v^v$$

$$t = M_1 \left\{ A_{-1} \ln \frac{v_0}{v} + \right.$$

$$\left. \sum_{v=1}^3 \frac{A_{v-1}}{v} (v_0^v - v^v) \right\}$$

A.3.3 Die Funktion $\cos \phi(v, v_0)$

Nach Blaugrund (Bl 66) is $\cos \phi(v, v_0)$ so anzunähern:

$$\cos \phi(v, v_0) = \exp \left[- \int_v^{v_0} \frac{1}{v} \cdot \left(\sum_{i=1}^N \frac{A_i}{A_0} G_i \left(\frac{dE}{dx} \right)_{n,i} / \left(\frac{dE}{dx} \right) \right) dv \right]$$

A_0 = Massenzahl des Projektils

A_i = Massenzahl der i -ten Atomsorte des Abbremsmaterials

G_i = Konstanten, abhängig von A_i/A_0

Dieser Ausdruck bezieht sich auf den Fall von N verschiedenen Atomsorten im Abbremsmaterial. Er ist abweichend von Blaugrunds Schreibweise nicht mit dimensionslosen Größen $\mathcal{E}$, $\mathcal{S}$ formuliert, entspricht aber ansonsten den Gleichungen (15), (16) in dessen Arbeit.

Die Integration wird folgendermaßen gelöst: Der im Integranden enthaltene Faktor $y(v)^{-1} = A_i/A_0 G_i(dE/dx_{n,i}/(dE/dx))$ wird durch eine Funktion $1/(\alpha v^2 + \gamma)$ ersetzt. Die Parameter α , γ werden von dem Programm "Abbremsprozeß" zu jedem gewünschten Paar von Stützstellen berechnet, in denen die Parabelnäherung für $y(v)$ exakt gelten soll.

Die Integration ist nun geschlossen durchführbar und führt auf:

$$\overline{\cos \phi(v, v_0)} = \left[1 + \frac{\gamma}{\alpha} \frac{1}{v_0^2} \right] / \left[1 + \frac{\gamma}{\alpha} \frac{1}{v^2} \right]^{1/2\gamma}$$

Die Ungenauigkeit für die Lebensdauerbestimmung, die aus der Parabelnäherung von $y(v)$ entsteht, ist abhängig von γ und liegt in den ungünstigen Fällen (lange Lebensdauern!) bei 1 bis 2 %, wie Testrechnungen mit verschiedenen Wertepaaren (α, γ) gezeigt haben.

A.3.4 Berechnung von $F(\gamma)$

Wir haben in den vorherbeschriebenen Rechenschritten

1. die Zeit t und ihre Ableitung dt/dv als einfache Funktionen der Geschwindigkeit v mit Hilfe der Parameter $M_1, A_1, \dots, A_3$ dargestellt,
2. den mittleren Kosinus des Winkelstraggings als Funktion der Geschwindigkeit mit Hilfe der Parameter (α, γ) festgelegt.

Der Integrand des Integrals $F(\gamma)$ ist damit als Funktion der Geschwindigkeit v explizit gegeben. Die Integration wurde teils mit einem von Heß (He 68) stammenden, für unsere Zwecke etwas modifizierten Integrationsprogramm ("DOPPLERSHIFT"), teils mit einem von Wenzelburger erstellten, auch für allgemeinere Probleme ausgelegten Programm ("DOPINT") numerisch durchgeführt.

A.3.5 Berücksichtigung von Kaskadenanregung

Wird ein Niveau N_2 , dessen Lebensdauer τ_2 bestimmt werden soll, durch den γ -Zerfall eines darüberliegenden Niveaus N_1 von bekannter Lebensdauer τ_1 populiert, dann ist, wie eine elementare Rechnung zeigt, der experimentelle F-Wert der vom Niveau N_2 emittierten γ -Strahlung mit der Funktion

$$F_{\Sigma}(\tau_2) = F(\tau_2) \left\{ \nu_1 + \frac{\nu_2 \tau_2}{\tau_2 - \tau_1} \right\} - F(\tau_1) \frac{\nu_2 \tau_1}{\tau_2 - \tau_1}$$

zu vergleichen. $F_{\Sigma}(\tau_2)$ ist der Mittelwert aus dem mit ν_1 gewichteten F-Wert $F(\tau_2)$ des direkten Linienanteils und dem mit ν_2 gewichteten F-Wert $F_{\text{kask}}(\tau_2)$ des verzögerten Kaskadenbeitrags.

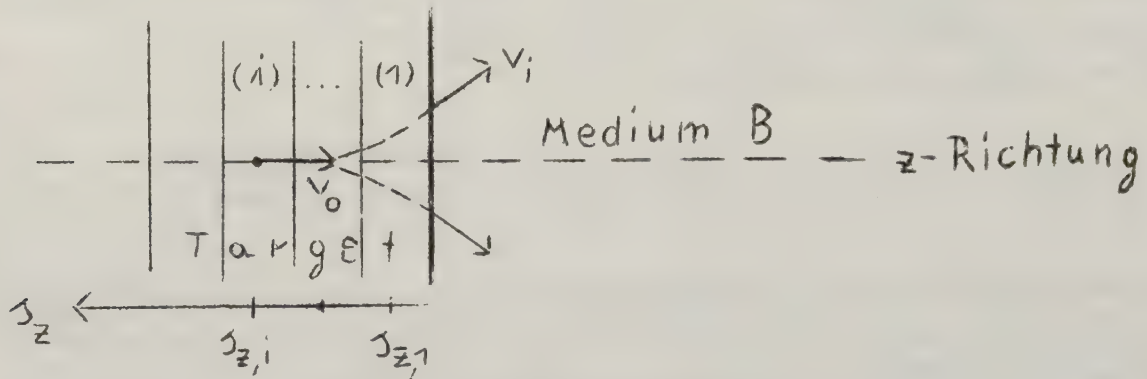
$$F_{\text{kask}}(\tau_2) = (\tau_2 F(\tau_2) - \tau_1 F(\tau_1)) / (\tau_2 - \tau_1)$$

Bei der Bestimmung der relativen Gewichtungsfaktoren ν_1, ν_2 müssen Winkelverteilungseffekte berücksichtigt werden. Die Winkelverteilungen sekundärer Kaskaden haben wir durch Hauser-Feshbach-Rechnungen ermittelt.

A.3.6 Näherung für "Sandwich-Stopper"

Der Ausdruck A.3.1 gilt auch für Bremskörper, die aus Schichten verschiedener Materialien aufgebaut sind. In unseren Experimenten folgte auf die eigentliche Targetschicht entweder ein dickes Ta-Backing oder ein gasgefüllter Raum bzw. Vakuum. Für den Fall, daß die Trennebene zwischen Targetschicht T und dem anschließenden Bremsmedium B im rechten Winkel zur Anfangsflugrichtung der Rückstoßionen steht, bietet sich folgendes Modell für den Abbremsvorgang an: Das Target denkt man sich in N gleiche Schichten parallel zur Trennebene genügend fein unterteilt. Die Rückstoßionen, die in einer Schicht i mit der Anfangsgeschwindigkeit v_0 in z -Richtung starten, mögen auf solche Flugbahnen beschränkt sein, die an jeder

Stelle den der jeweiligen Geschwindigkeit v entsprechenden mittleren Richtungskosinus $\overline{\cos \phi(v, v_0)}$ relativ zur z -Achse besitzen. Die Rückstoßkerne treten also, abweichend zur Wirklichkeit, alle mit einer einheitlichen Geschwindigkeit v_i und der gleichen Neigung $\overline{\cos \phi(v_i, v_0)}$ in das Medium B ein.



Die Geschwindigkeit v_i hängt von dem Abstand $s_{z,i}$ der Schicht i von der Trennebene zusammen:

$$s_{z,i} = \int_{v_0}^{v_i} dv \left| \frac{dt}{dv} \right| v \overline{\cos \phi(v_i, v_0)}$$

Dieses Integral ähnelt dem Integral für $F_{v_0}(\tau)$ (siehe Abschnitt A.3.1) und kann in Anlehnung an dessen Lösung leicht ausgeführt werden.

Das Integral $F_{v_0}(\tau)$ für die i -te Schicht läßt sich nun aufspalten in zwei Teilintegrale, die den beiden Flugabschnitten in dem Target T und dem Medium B entsprechen:

$$F_{v_0}(\tau) = \int_{v_0}^{v_i} dv \frac{dt}{dv} \frac{\exp(-\frac{t(v)}{\tau})}{\tau} \frac{v}{v_0} \overline{\cos \phi(v, v_0)} + \\ + \frac{v_i}{v_0} \overline{\cos \phi(v_i, v_0)} \exp(-\frac{t(v_i)}{\tau}) \int_{v_i}^0 dv \frac{dt'}{dv} \exp(-\frac{t'(v)}{\tau}) \frac{v}{v_i} \overline{\cos \phi(v, v_i)}$$

Die Zeitskala t' im 2. Integral beginnt mit dem Zeitpunkt des Übertritts der Rückstoßionen in das Medium B. Kürzt man das 1. Teilintegral mit $f^{(T)}(\tau, v_i, v_0)$ und den Faktor vor dem 2. Integral mit $c^{(T)}(\tau, v_i, v_0)$ ab, so bekommt man, wenn man noch über die N Unterschichten des Targets mittelt:

$$F_{v_0}^{(T, B)}(\tau) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f^{(T)}(\tau, v_i, v_0) + c^{(T)}(\tau, v_i, v_0) \sum_{i=1}^N F_{v_i}^{(B)}(\tau)$$

(A.3.6)(1)

$F_{v_i}^{(B)}(\gamma)$ ist die übliche $F(\gamma)$ -Funktion der Rückstoßionen im Medium B für die Anfangsgeschwindigkeit v_i . Der Ausdruck (A.3.6.)¹ läßt sich bei einer Unterteilung des Targets in etwa 10 Teilschichten ohne allzu großen Aufwand berechnen, da für die Integrale $f^{(T)}$ und $F^{(B)}$ die Rechenprogramme zur $F(\gamma)$ -Berechnung verwendet werden können.

Zur Analyse der Gasstopper-Experimente war die Funktion

$$F^x(\tau) \equiv F_{v_0}^{(T, Gas)}(\tau) / F_{v_0}^{(T, Vac)}(\tau)$$

zu berechnen, die dem Verhältnis der bei Gasfüllung und Vakuum gemessenen Dopplerverschiebung^{en} entspricht. Im Prinzip hätte auch schon ein Vergleich der bei Gasfüllung gemessenen Dopplerverschiebung mit der Funktion $F_{v_0}^{(T, Gas)}(\gamma)$ zur Lebensdauerbestimmung genügt. Dieses Verfahren ist jedoch ungenauer, da die Funktion $F^x(\gamma)$ wesentlich unempfindlicher gegen fehlerhafte Annahmen über die Targetdicke ist als $F_{v_0}^{(T, Gas)}(\gamma)$. Zur Illustration ein Beispiel für $\gamma = 5$ ps, $v_0/c = 0,0077$, $B = 18$ Atm Xe und zwei Targetdicken, die obere und untere Grenzen für die von uns verwendeten Targetdicken darstellen:

(50 μ g Zn_3P_2)-Target:	$F = 0.681$	$F^x = 0.790$
(100 μ g Zn_3P_2)-Target	$F = 0.539$	$F^x = 0.770$

Die schwache Abhängigkeit der $F^x(\gamma)$ -Kurve von der Targetdicke zeigt, daß die Genauigkeit der Lösung des Problems zweier aufeinanderfolgender Bremsschichten nur einen geringfügigen Einfluß auf die Lebensdauerbestimmung nach der Gasstopper-Methode hat.

Es stellte sich heraus, daß $F^x(\gamma)$ für dünne Targets ($< 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) sehr gut mit einer $F(\gamma)$ -Kurve übereinstimmt, die Rückstoßionen im Gasmedium mit einer gewissen einheitlichen Anfangsgeschwindigkeit v_0' beschreibt. Wie zu erwarten, korrespondiert v_0' in etwa der Geschwindigkeit von Rückstoßionen aus der Targetmitte beim Verlassen des Targets.

Für dicke Zn_3P_2 -Targets auf Ta-Backing haben wir ebenfalls Funktionen der Art $F_{v_0}^{(T, B)}(\tau)$ berechnet. Die damit bestimmten Lebensdauern sind nur um 3 - 6 % kürzer als unter Annahme eines beliebig dicken Zn_3P_2 -Stoppers. In Anbetracht dieser kleinen Korrektur erscheint es nachträglich gerechtfertigt, daß wir den Fall des schräggestellten Targets der Dicke d so vereinfachten, als handelte es sich um ein orthogonal zum Strahl orientiertes Target der Dicke $d/\cos \phi$ (ϕ : Winkel zwischen Strahl und Targetnormale).

A.4 Abschätzungen zum Erwärmungseffekt bei Gasstoppem

Zunächst werde gezeigt, daß der Korrekturfaktor $(1 - \xi)$ (siehe Abschnitt 9.3.2) unabhängig von der Lebensdauer τ ist, wenn die Dichte des Abbremsmediums in der Abbremszone konstant ist.

F_{exp} sei der experimentelle F-Wert. Er soll mit zwei theoretischen $F(\tau)$ -Kurven $F_1(\tau)$ und $F_2(\tau)$ verglichen werden, die sich auf Abbremsmedien gleichen Materials aber verschiedener Dichten ρ_1 und ρ_2 beziehen. Es sei

$$(1) \quad \rho_1 = \rho_2 (1 - \xi)$$

Wie in Anhang A.3 gezeigt, gilt:

$$(2) \quad F_i(\tau) = \frac{1}{\tau v_0} \int_{v_0}^0 dv \cdot v \cdot \overline{\cos \phi(v, v_0)} \frac{dt_i}{dv} \exp\left(-\frac{t_i(v)}{\tau}\right); \quad i=1,2$$

Die Funktionen $t_i(v)$ berechnen sich aus den spezifischen Energieverlusten $(dE/dx)_i$:

$$t_i(v) = \frac{1}{M} \int_{v_0}^v \frac{dv}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_i}$$

Nach Gleichung (1) gilt: $(dE/dx)_1 = (dE/dx)_2 (1-\xi)$. Daraus folgt:

$$t_1(v) = t_2(v) / (1-\xi)$$

$$\frac{dt_1(v)}{dv} = \frac{dt_2}{dv} / (1-\xi)$$

Einsetzen dieser Ausdrücke in die Gleichung (2) führt auf:

$$F_1(\tau) = F_2(\tau(1-\xi))$$

Mit einem gewissen Wert τ_1 sei

$$F_{\text{exp}} = F_1(\tau_1)$$

erfüllt, dann gilt ebenso:

$$F_{\text{exp}} = F_2(\tau_1 (1-\xi))$$

ξ ist unabhängig von τ_1 und offenbar mit ξ identisch.

Nun werde abgeschätzt, in welcher Zeit sich eine einheitliche Temperatur im Bereich der Abbremszone einstellt. Dazu sei angenommen, daß zur Zeit $t = 0$ das Gas eine einheitliche Temperatur T_0 besitze. Nur an der Grenzebene zur Folie herrsche die Temperatur $T_1 > T_0$, die auch in der folgenden Zeit aufrechterhalten werde. Es wird ein Temperatúrausgleich zwischen der Folie und dem Gasinnern stattfinden. Falls Wärmekonvektion ausgeschlossen ist, ist nur die Temperaturleitfähigkeit a des Gases maßgebend. Die Zeit t , innerhalb der die Temperatur des Gases im Abstand x von der Wand den Wert $T_m = (T_1 - T_0)/2$ erreicht, ist in Näherung gegeben durch ((Gr. 63), S. 73 ff):

$$t = x^2/a$$

Ein für die Dopplerverschiebungsexperimente interessanter

Fall ist:

$$x = 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm} \quad (\text{Abbremszone in 20 Atm Xe})$$

$$a \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s} \quad (\text{Temp.-Leitfähigkeit in 20 Atm Xe})$$

Nach $t \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ hat die ganze Abbremszone eine Temperatur $> (T_1 - T_0)/2$ angenommen.

Diese Abschätzung bleibt gültig, wenn Konvektionsströmungen auftreten, die nur in Zeiträumen, die groß gegen $2 \cdot 10^{-4}$ s sind, einen Gasaustausch in der Abbremszone bewirken können.

Folgende grobe Abschätzung zeigt, daß Konvektionsströmungen vergleichsweise langsam verlaufen. Der Dichteunterschied zwischen dem erwärmten Gas in der Nähe des Kammerfensters und dem übrigen Gas beträgt maximal etwa 20 %, wie die Dopplerverschiebungsmessungen gezeigt haben. Das erwärmte Gas erfährt dann eine Auftriebsbeschleunigung b von $b \leq 0,2 g$. Wird das Gasvolumen vor dem Kammerfenster aus der Ruhelage mit b beschleunigt, dann ist es nach $t' \approx 3 \cdot 10^{-1}$ s um 1 mm verschoben, also aus dem Bereich des Kammerfensters entfernt. Diese Zeit t' ist groß gegenüber der typischen Zeit t des Temperatúrausgleichs von $2 \cdot 10^{-4}$ s.

Sicher wird das Gas nicht aus der Ruhelage beschleunigt, sondern es sind Strömungen zu erwarten. Nun strömt aber das kühle Gas von allen Seiten (außer von oben) zum Kammerfenster hin. Die nach oben gerichtete Geschwindigkeitskomponente v_a des herbeiströmenden kühlen Gases dürfte daher klein sein. Erst eine Komponente v_a in der Größenordnung von einigen m/s würde einen Gasaustausch vor dem Kammerfenster in Zeiten $< 10^{-3}$ s bewirken.

L i t e r a t u r:

- (Au 62) E.A.Auerbach, F.G.J.Perey; BNL 756 (T-286), 1962
- (Ba 69) R. Bass; priv. Mitteilung
- (Bl 66) A.E.Blaugrund; Nucl. Phys. 88 (1966), 501
- (Bo 67) R. Pock et al.; Nucl. Phys. A92 (1967), 539
- (Br 70a) F. Brandolini, I. Filosofo, C. Signorini, M. Morando; Nucl. Phys. A 149 (1970) 401
- (Br 70b) F. Brandolini, R.G. Engmann, C. Signorini; Nucl. Phys. A 149 (1970) 411
- (Br 70c) F. Brandolini; priv. Mitteilung
- (Bri 71) S. Brinkmann; Diplomarbeit, Frankfurt 1970
- (Cha 65) C.Chasman, K.W.Jones, R.A.Ristinen; Nucl. Inst. Meth. 37 (1965) 1
- (Cu 69a) W.M.Currie; Nucl. Instr.Meth. 73 (1969) 173
- (Cu 69b) W.M.Currie, L.G.Earwaker, J.Martin; Nucl. Phys. A 135 (1969) 325
- (Dr 57) L. Dresner; Proc. Int. Conf. on Neutron Interactions with the Nucleus, Columb.Univ., Cu-175(1957) unpubl.
- (En 67) P.M.Endt, C. van der Leun; Nucl. Phys. A 105 (1967) 1
- (Er 66) F.C. Erne; Dissertation, Utrecht 1966
- (Ers 70) J.R.Erskine, D.J.Crozier, J.P.Schiffer, W.P.Alford; to be published
- (Ev 70) D. Evers, W.Strecker; Phys. Lett. 33 B (1970) 559
- (Fa 66) B. Fastrup, P.Hvelplund; C.A.Sautter; Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 35 (1966) 10
- (Fa 68) B.Fastrup, A. Forup, P.Hvelplund; Can.J.Phys. 46 (1964) 548
- (Fi 59) O.P.Firsov, Sov. Phys. JETP, 36, 1076
- (Gl 63) P.W.M.Glaudemans, P.M.Endt; NP 42 (1963) 367
- (Gl 64) P.W.M.Glaudemans, G. Wiechers, P.J.Brussard; Nucl. Phys. 56 (1964) 548
- (Gl 67) P.W.M. Glaudemans, P.J. Brussard; Nucl.Phys. A 102 (1967) 593

- (Gl 68) P.W.M. Glaudemans; Plenarvortrag auf der Frühjahrs-
tagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft,
Sektion Kernphysik, Bad Neuenahr 1968
- (Gr 71) Gräser; Diplomarbeit Frankfurt 1971
- (Gl 70) P.W.M. Glaudemans, P.M. Endt, A.E.L. Dieperink;
to be published in the "de Shalit memorial volume"
of the "Annals of Physics"
- (Gr 63) Gröber, Erk, Grigall; Wärmeübertrag, Springer 1963 (3. Aufl.
- (Ha 52) W. Hauser, H. Feshbach; Phys. Rev. 87 (1952) 366
- (Ha 71) U.Hauser et al.; Verhandlungen der Deutschen Physikalischen
Gesellschaft 3 (1971) 620
- (He 68) C. Heß; Diplomarbeit, Frankfurt 1968
- (Li 63) J. Lindhard, M. Scharff, H.E.Schiøtt; Mat. Fys. Medd.
Dan. Vid. Selk. 33 No. 14 (1963)
- (Ma 66) Suresh C. Mathur et al.; BAPS 11 (1966) 914 W5
- (Mar 68) S. Maripuu; Nucl. Phys. A 123 (1969) 357
- (Mo 64) P.A. Moldauer; Rev. Mod. Phys. 36 (1964) 1079
- (Or 65) J.H.Ormrod, J.R.McDonald, H.E.Duckworth;
can. J. Phys. 43 (1965) 275
- (Or 68) J.H. Ormrod; Ca. J. Phys. 46 (1968) 497
- (Pe 63) F.G.Perey; Phys. Rev. 131 (1963) 745
- (Sa 54) R. Satchler; Phys. Rev. 94 (1954) 1304
- (Sa 56) R. Satchler; Phys. Rev. 104 (1956) 1198
- (Sh 69) I.Sheldon, A.M.Strang; Computer Physics Communications,
Vol. 1 (1969/70) S. 36
- (Sn 70) K.A.Snover, J.M.McDonald, D.B.Fossan, E.K.Warburton;
BAPS (1970) 1665 CB 4
- (Um 70) C.J.Umbarger, K.W.Kemper, J.W.Nelson, H.S.Plendl;
Phys. Rev. C, 2 (1970) 1378
- (Wa 59) A.H. Wapstra, G.J. Nijgh, R. van Lieshout; Nucl. Spectr.
Tables, North Holland 1959
- (Wi) C. Williamson, J. P. Boujot; C.E.A.-2189

- (Wie 65) G. Wiechers, P.J.Brussard; Nucl. Phys. 73 (1965) 604
- (Wil 68) B.H. Wildenthal, J.B.McGrory, E.C.Halbert,
P.W.M. Glaudemans; Phys. Lett. 27 B (1968) 611,
and to be published
- (Win 68) K.B. Winterbon; Can. J. Phys. 46 (1968) 2429

Herrn Professor Dr. R. Bass bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für wertvolle Diskussionen und Ratschläge dankbar.

Den Herren Dr. C. Bindhardt und Dr. H. Wenzelburger bin ich für die Erstellung von Rechenprogrammen zu Dank verpflichtet.

Herrn Meinel, Herrn Schneider und Herrn Baumgarten danke ich für ihren Beistand beim Betrieb des Beschleunigers.

Allen übrigen Institutsmitgliedern und Kollegen, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben, sei hier sehr gedankt.

L e b e n s l a u f

Ich wurde am 16.5.1941 in Lauterbach (Hessen) geboren. Meine Eltern waren Anna Marie Straßheim, geb. Kunkel, und Walter Straßheim, der noch in meinem Geburtsjahr im Krieg umkam.

Ich besuchte die Volksschule in Lauterbach und, nach Umzug nach Nidda (Hessen), die dortige Volksschule. Danach besuchte ich das Gymnasium Nidda, an dem ich im Frühjahr 1961 das Abitur ablegte. Im Sommersemester 1961 begann ich in Frankfurt/Main das Studium der Physik. Zu Beginn des 3. Semesters wechselte ich für ein Jahr an die Universität Saarbrücken. Nach der Rückkehr nach Frankfurt/Main absolvierte ich im 6. Semester (Winter 1963/64) das Vordiplom.

Im Herbst 1965 begann ich am Institut für Kernphysik in Frankfurt eine Diplomarbeit unter der Anleitung von Prof. Dr. R. Bass. Sie hatte das Thema: "Inelastische Neutronenstreuung an ^{31}P und ^7Li ". Für diese Arbeit wurde der experimentelle Teil am Van-de-Graaf-Beschleuniger des Instituts für Kernphysik durchgeführt. Im Sommersemester 1967 bestand ich die Diplomprüfung in Physik. Danach begann ich unter der Anleitung von Prof. R. Bass die Dissertationsarbeit.

Meine akademischen Lehrer waren die Professoren: Hartmann, Behrens, Franz, Müser, Maue, Münster, Süßmann, Schopper, Bass, Ebert, Greiner.

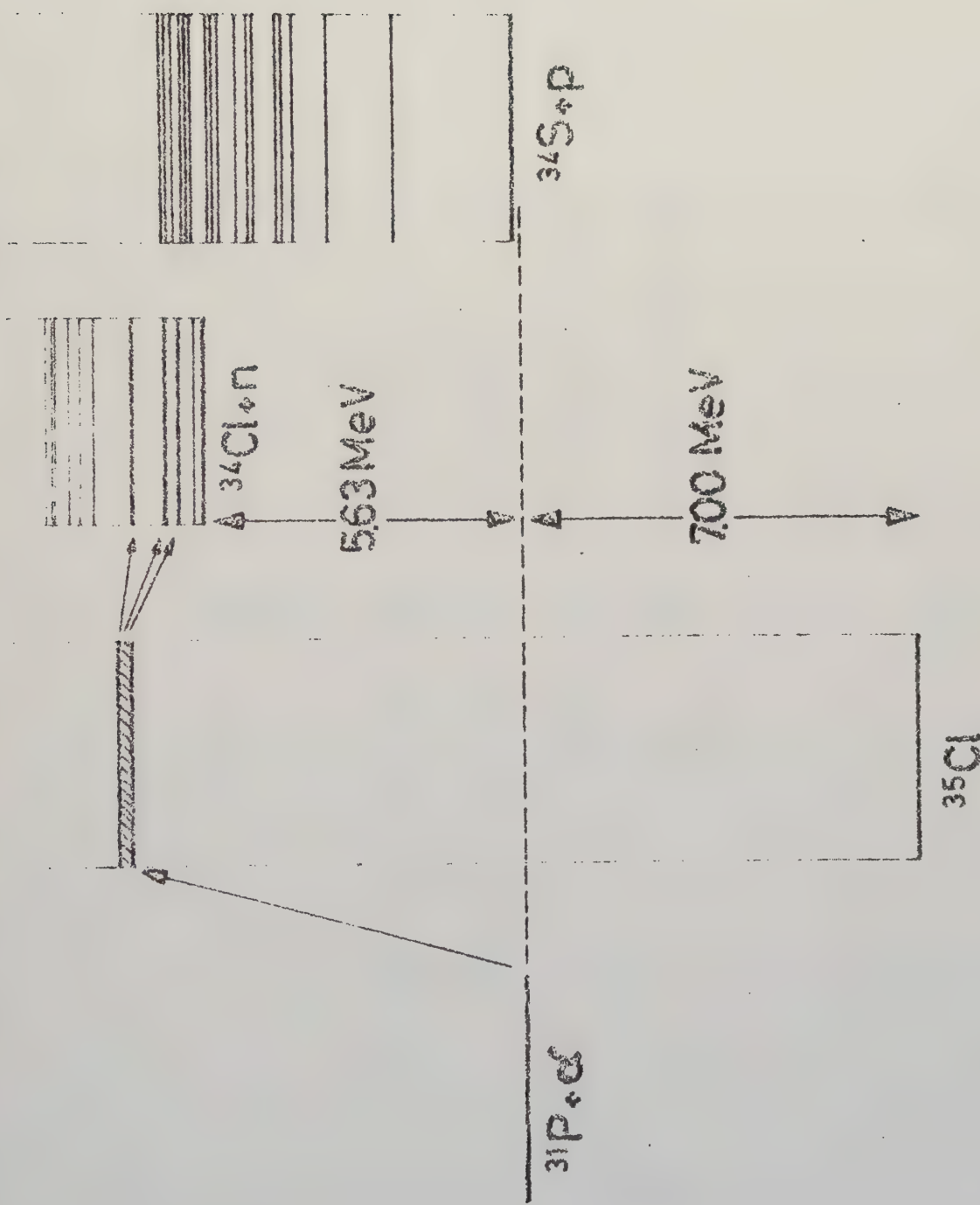


Abb. 1: Reaktionsschema für $^{31}\text{P}(\alpha, n)^{34}\text{Cl}$

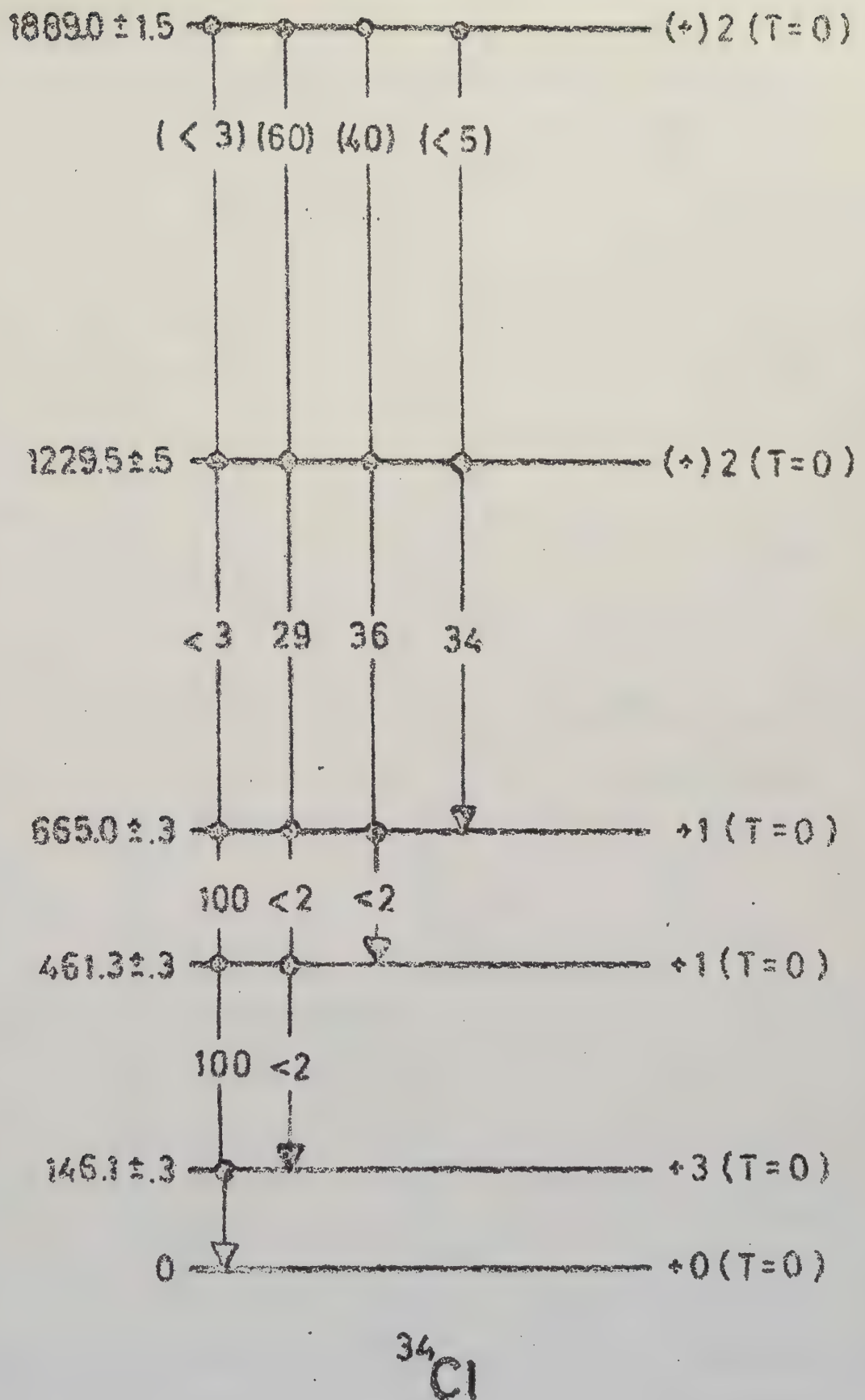


Abb. 2: Niveau- u. Zerfallsschema von ^{34}Cl

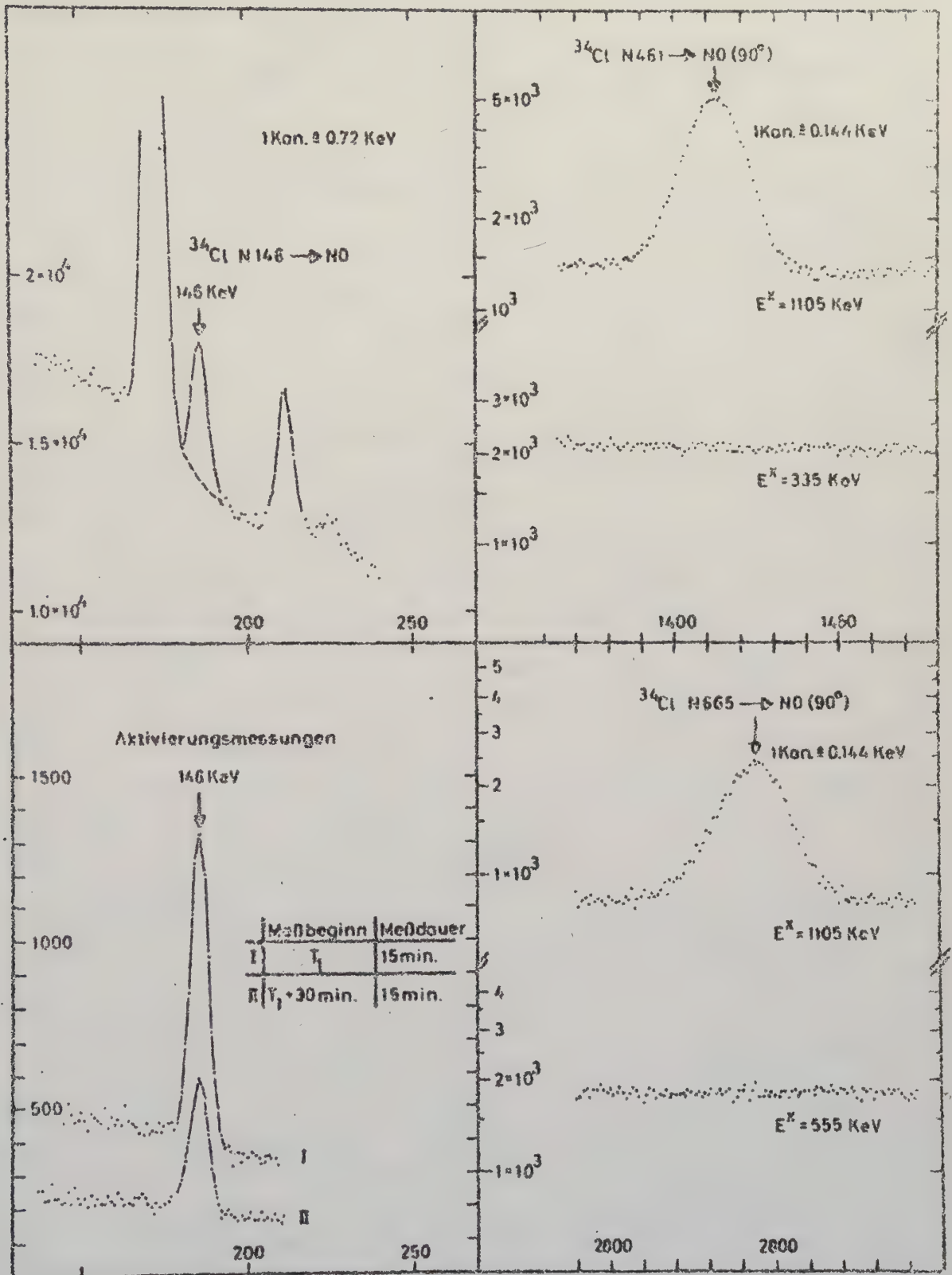
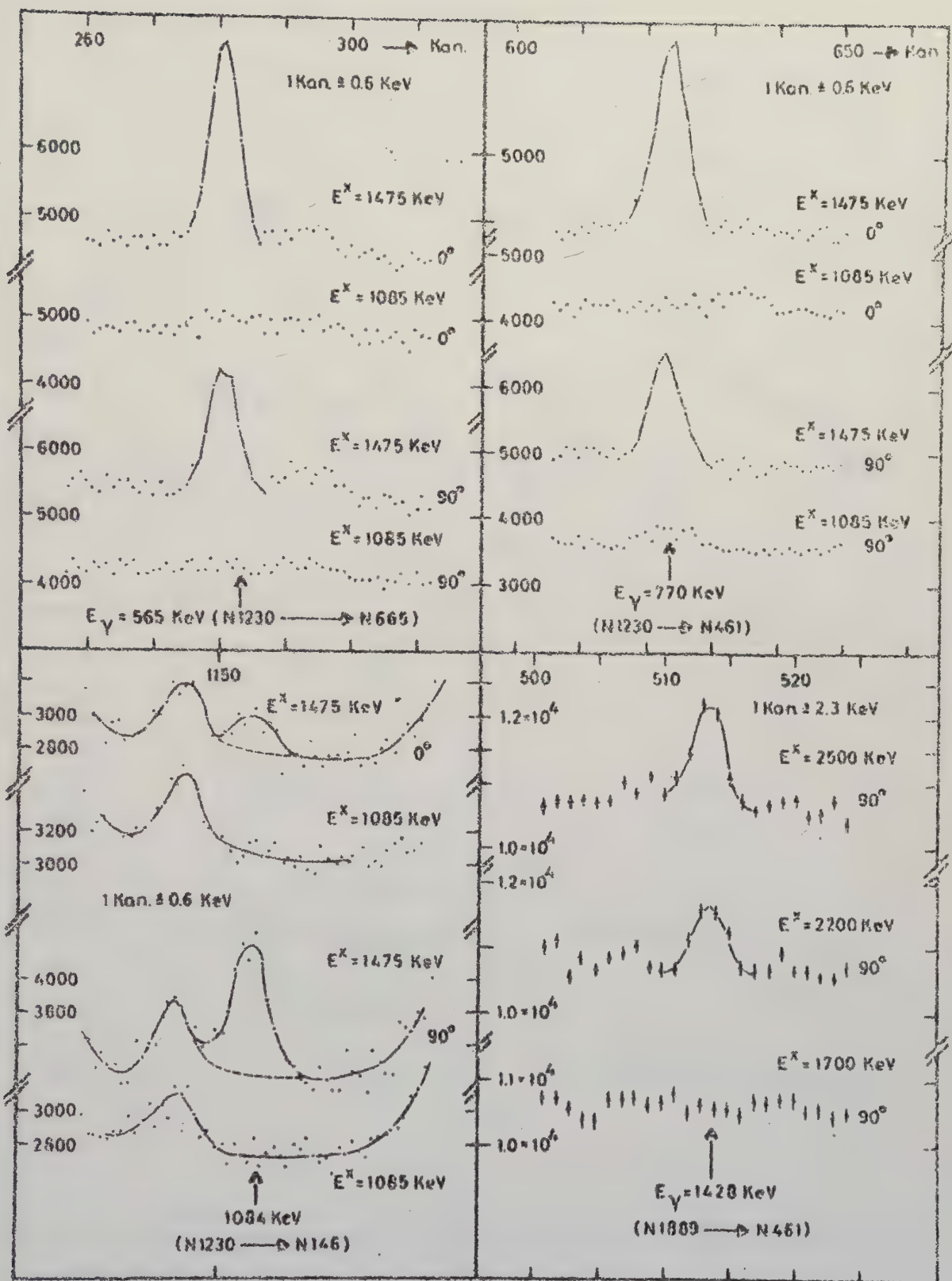


Abb. 3a, b

Abb. 3c, d

γ -Linien und Untergrundverläufe bei der
 $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)^{34}\text{Cl}$ -Reaktion



γ -Linien und Untergrundverläufe bei der $^{31}\text{P}(\alpha, n)^{34}\text{Cl}$ -Reaktion

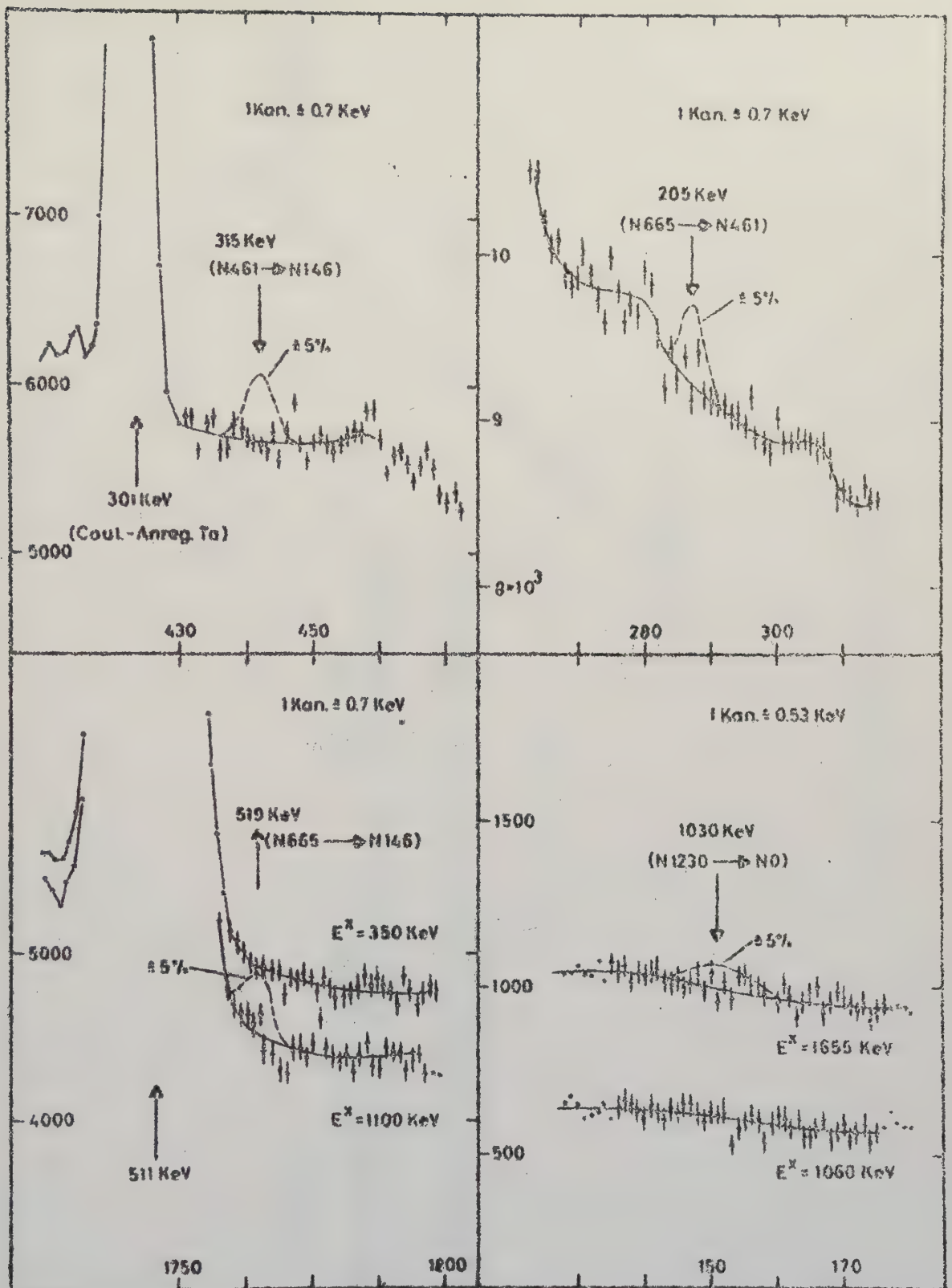


Abb. 5a, b

Abb. 5c, d

Spektronausschnitte, in denen γ -Linien intensitätschwacher ^{34}Cl -Übergänge erwartet werden

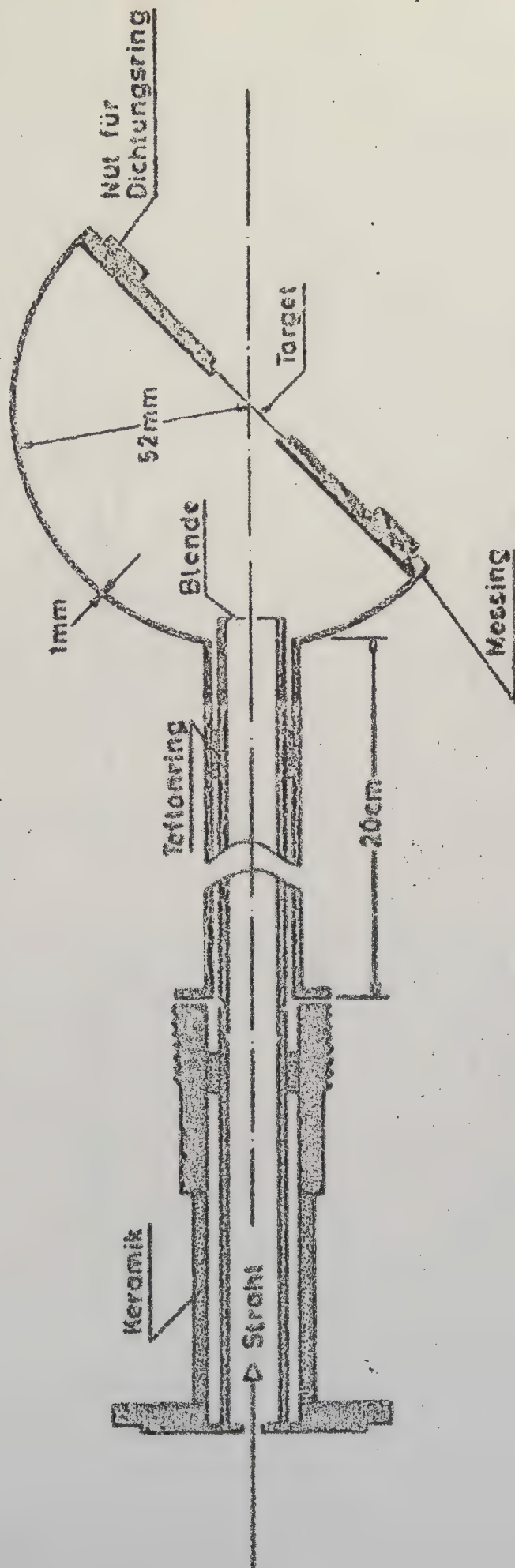


Abb. 6: Targetanordnung

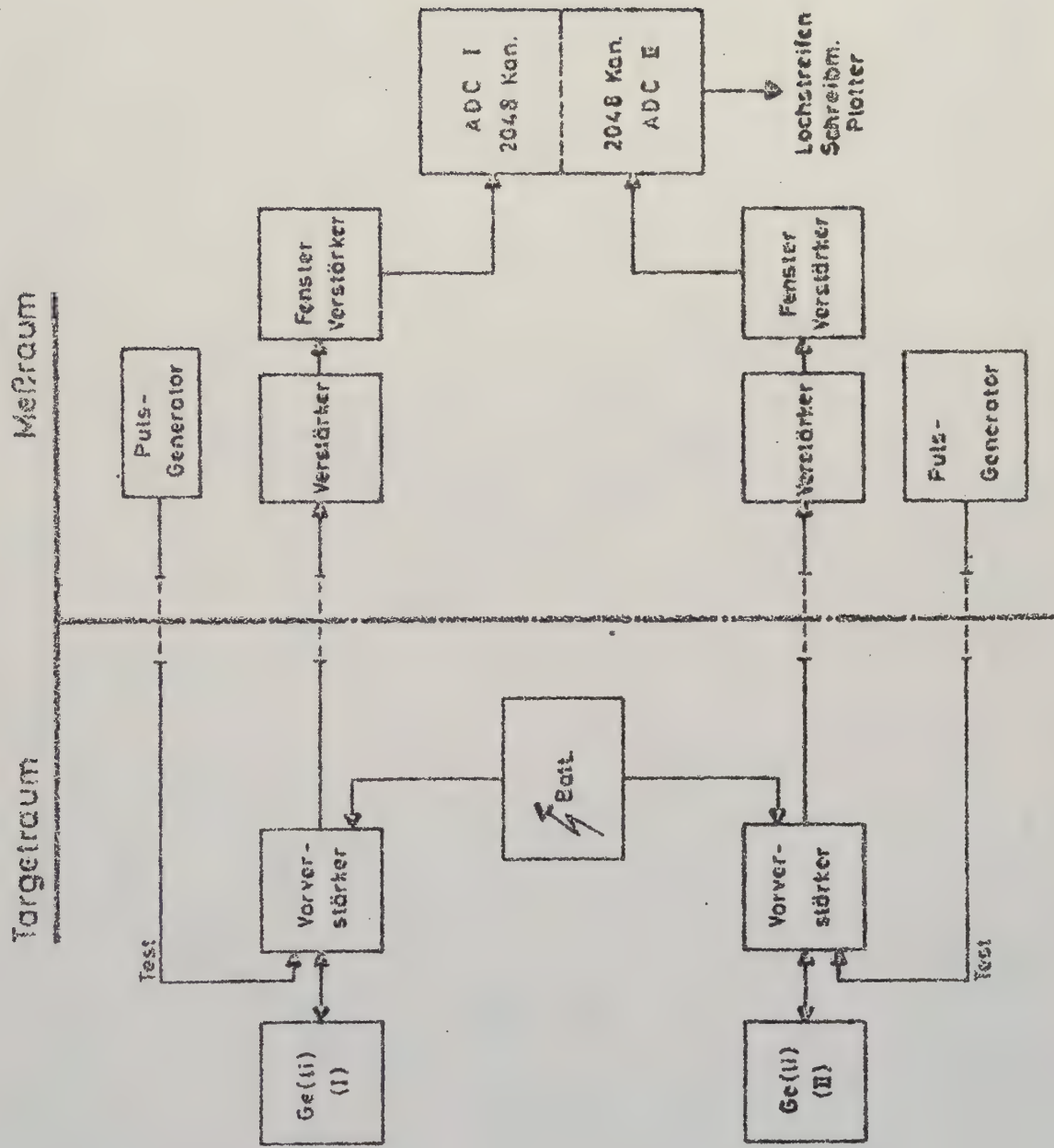


Abb. 7: Blockschaltbild der Elektronik

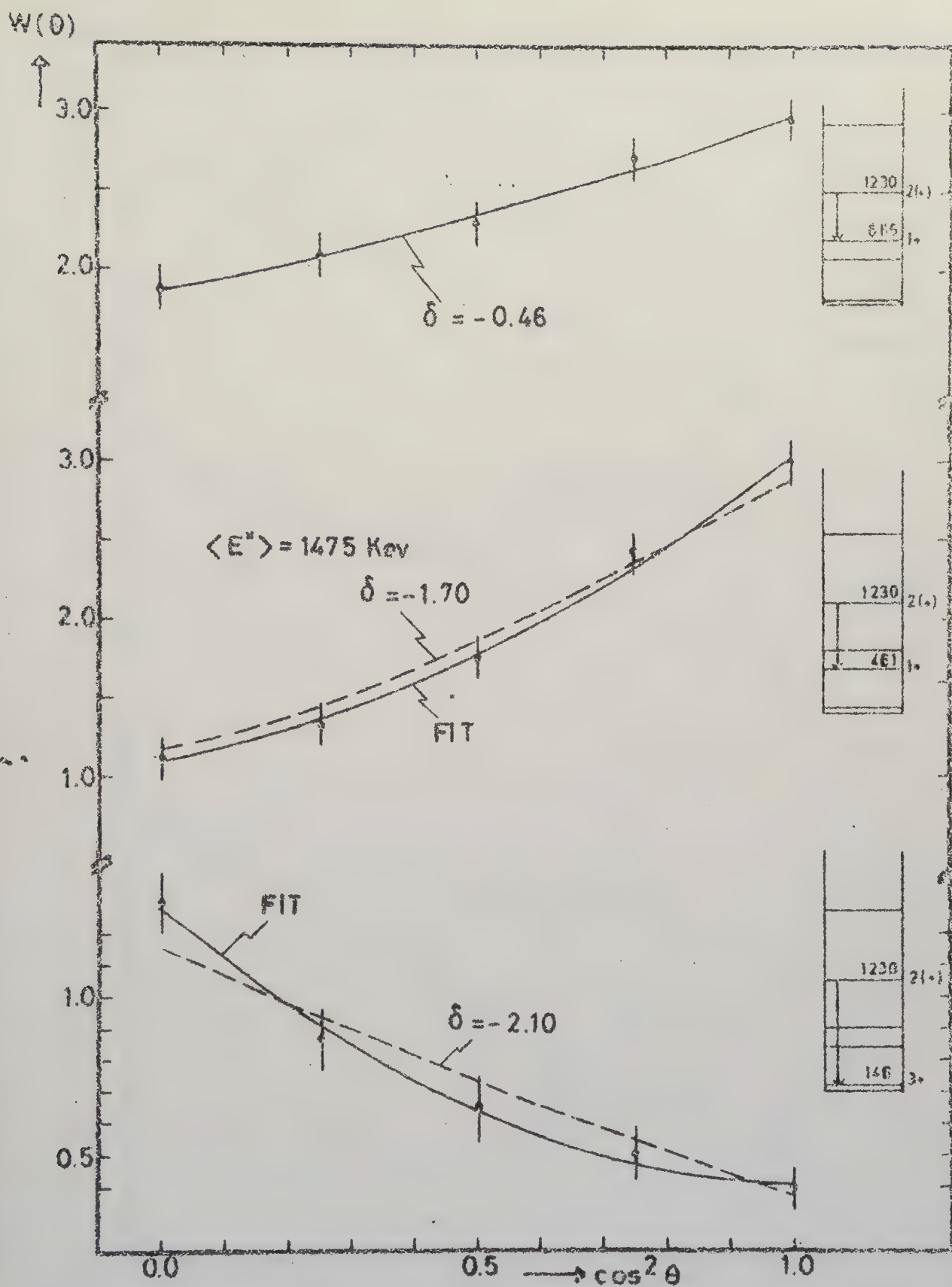


Abb.8: Winkelverteilungen bei der $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)^{34}\text{Cl}$ -Reaktion

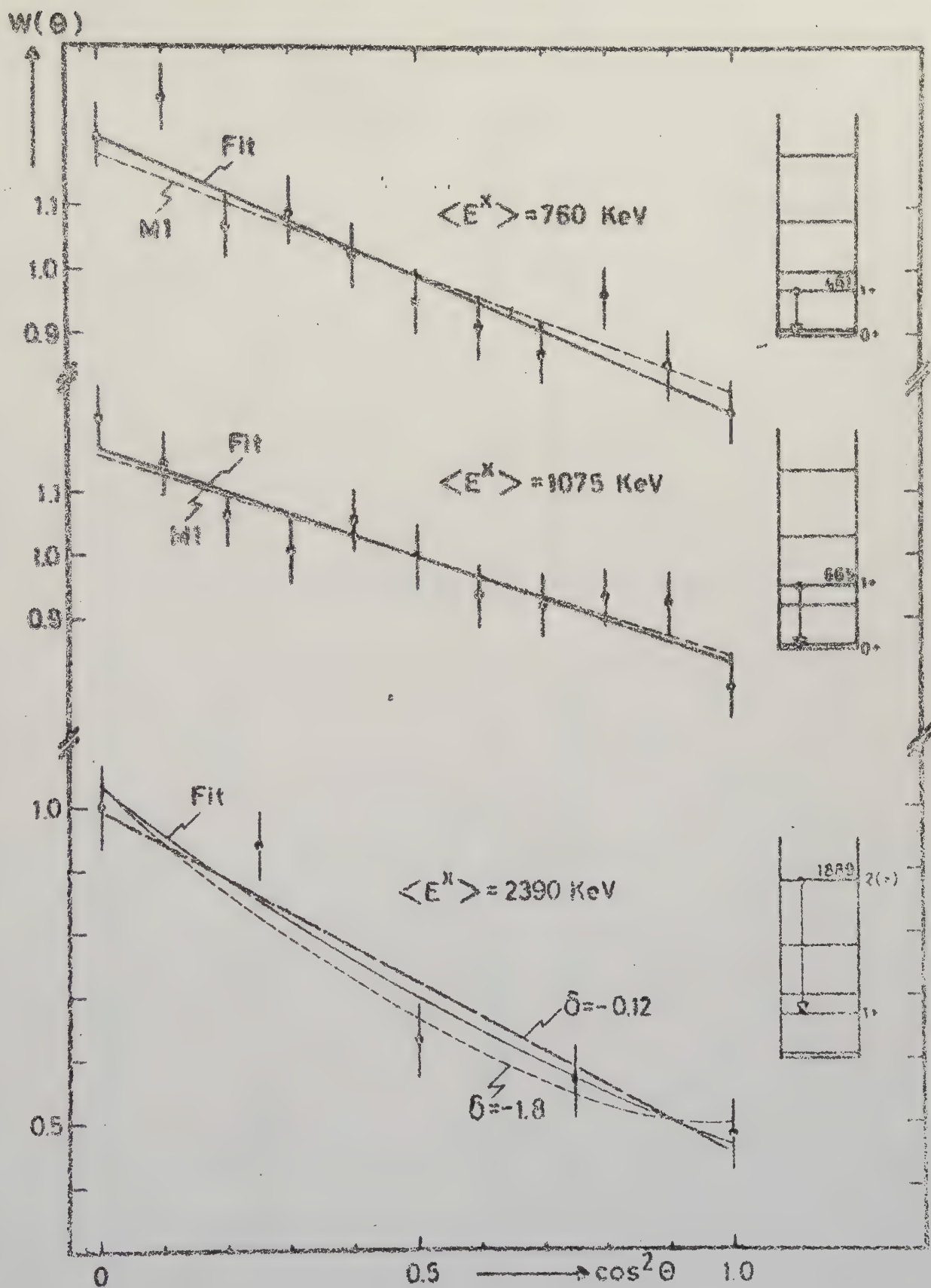


Abb.9: Winkelverteilungen von der $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)^{34}\text{Cl}$ -Reaktion

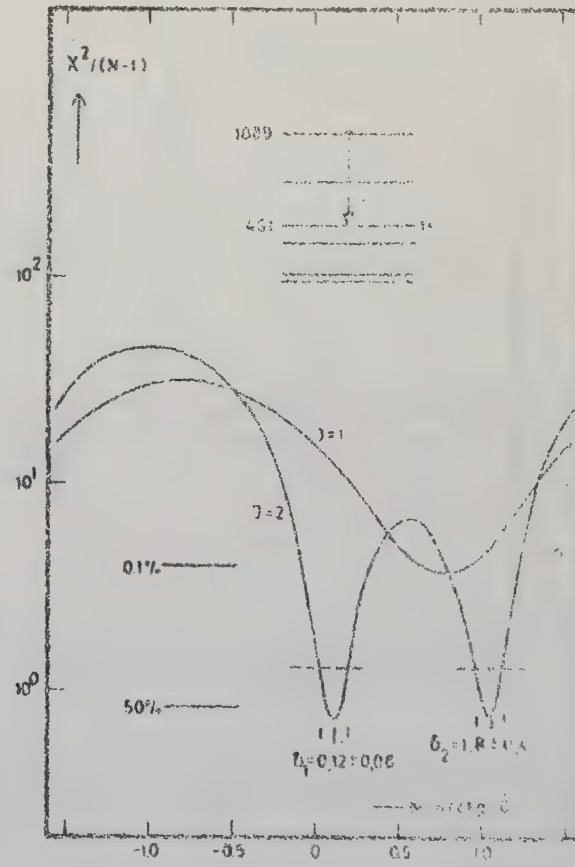
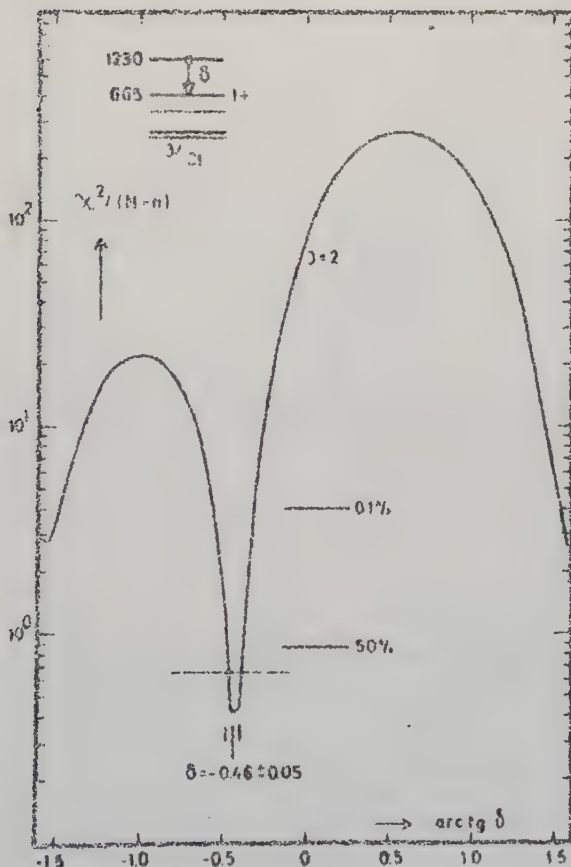
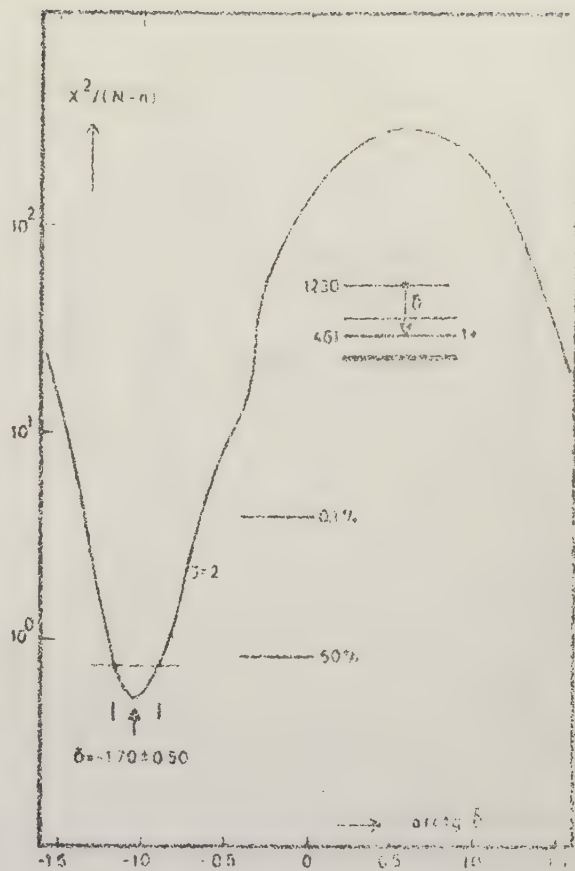
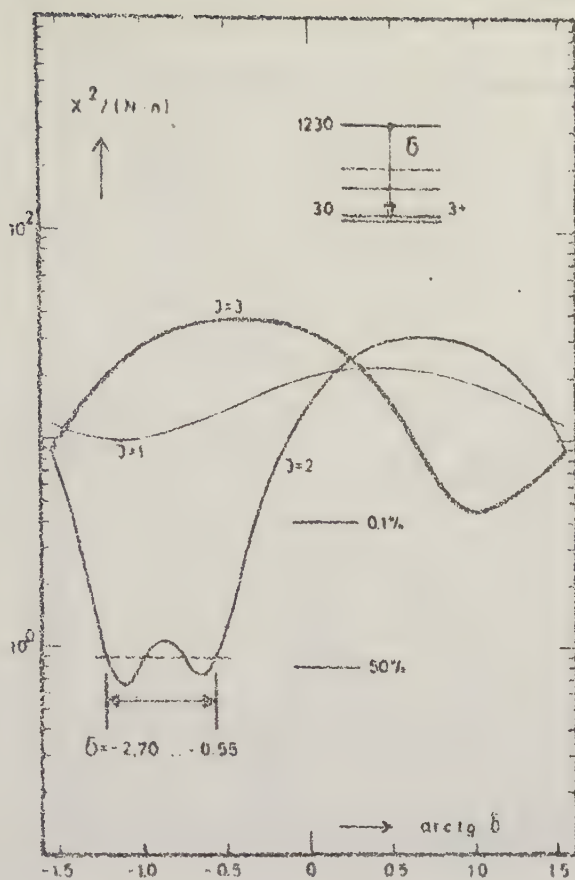


Abb. 10: χ^2 -Kurven zur Bestimmung unbekannter Spins und Multipolmischungsparameter

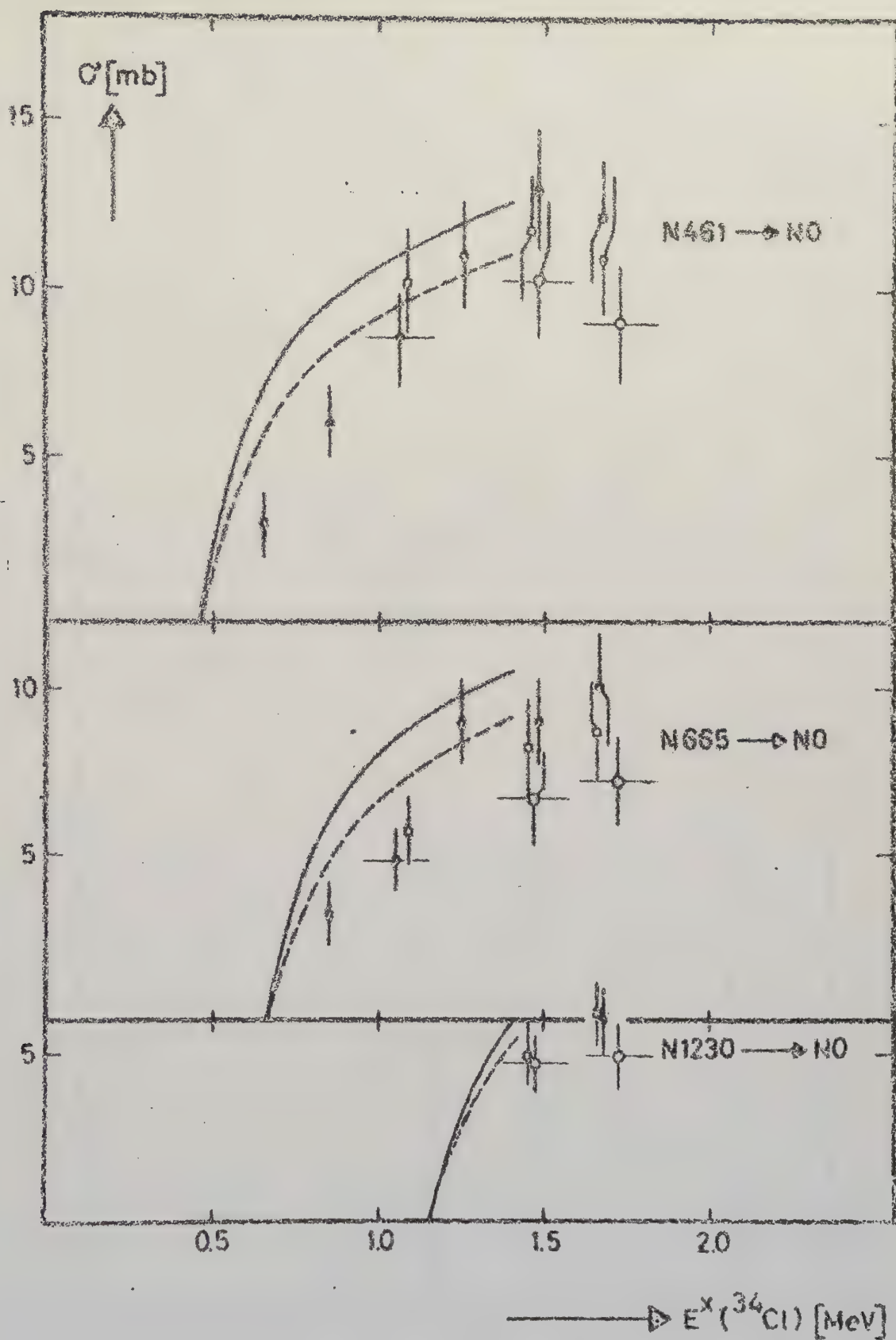


Abb.11: Anregungsfunktionen bei der $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)^{34}\text{Cl}$ -Reaktion

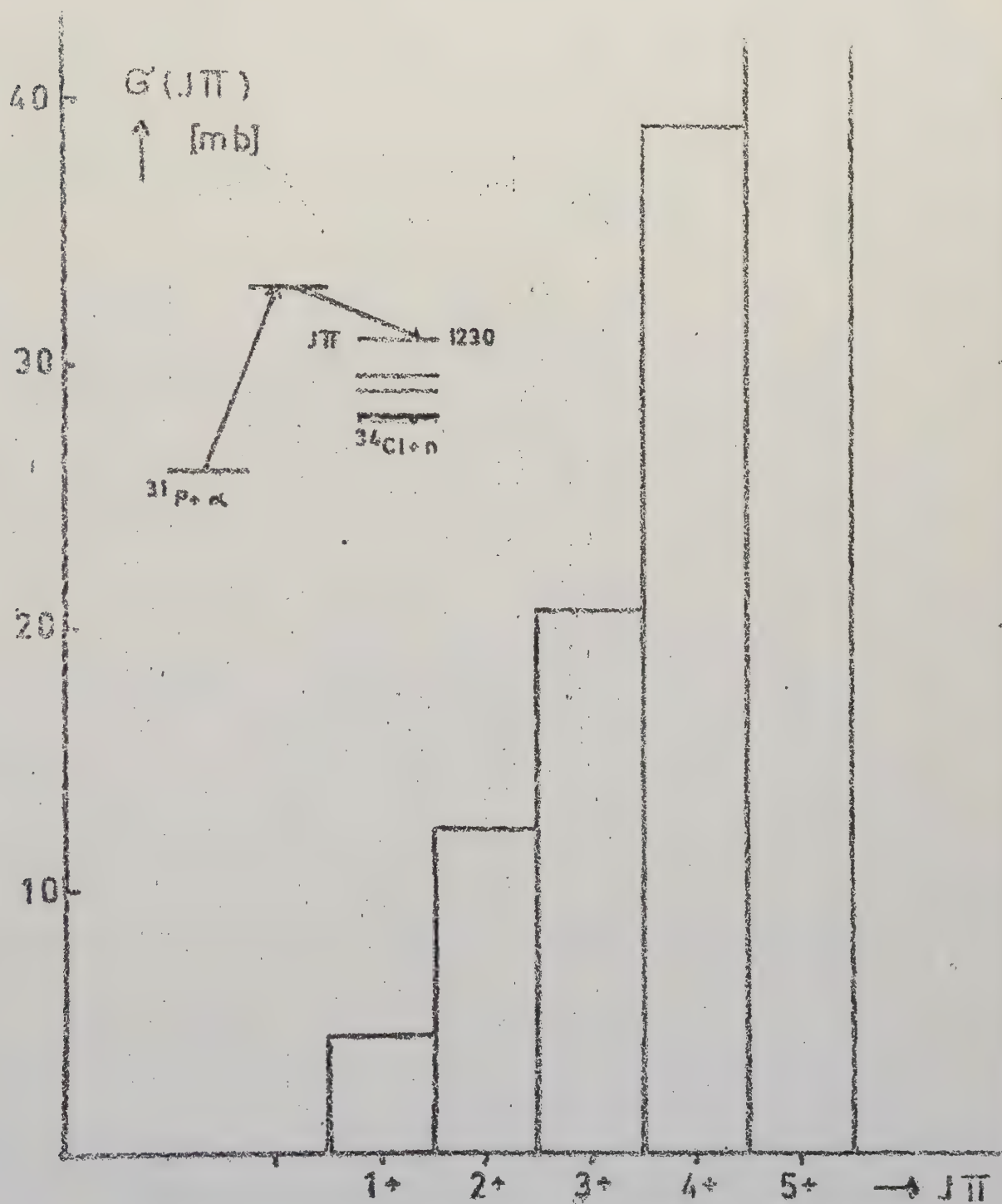


Abb. 12 Spinabhängigkeit des Anregungsquerschnittes
 $E_{\alpha}^{\text{lab}} = 2.3 \text{ Mev}$, $E' = 1.7 \text{ Mev}$

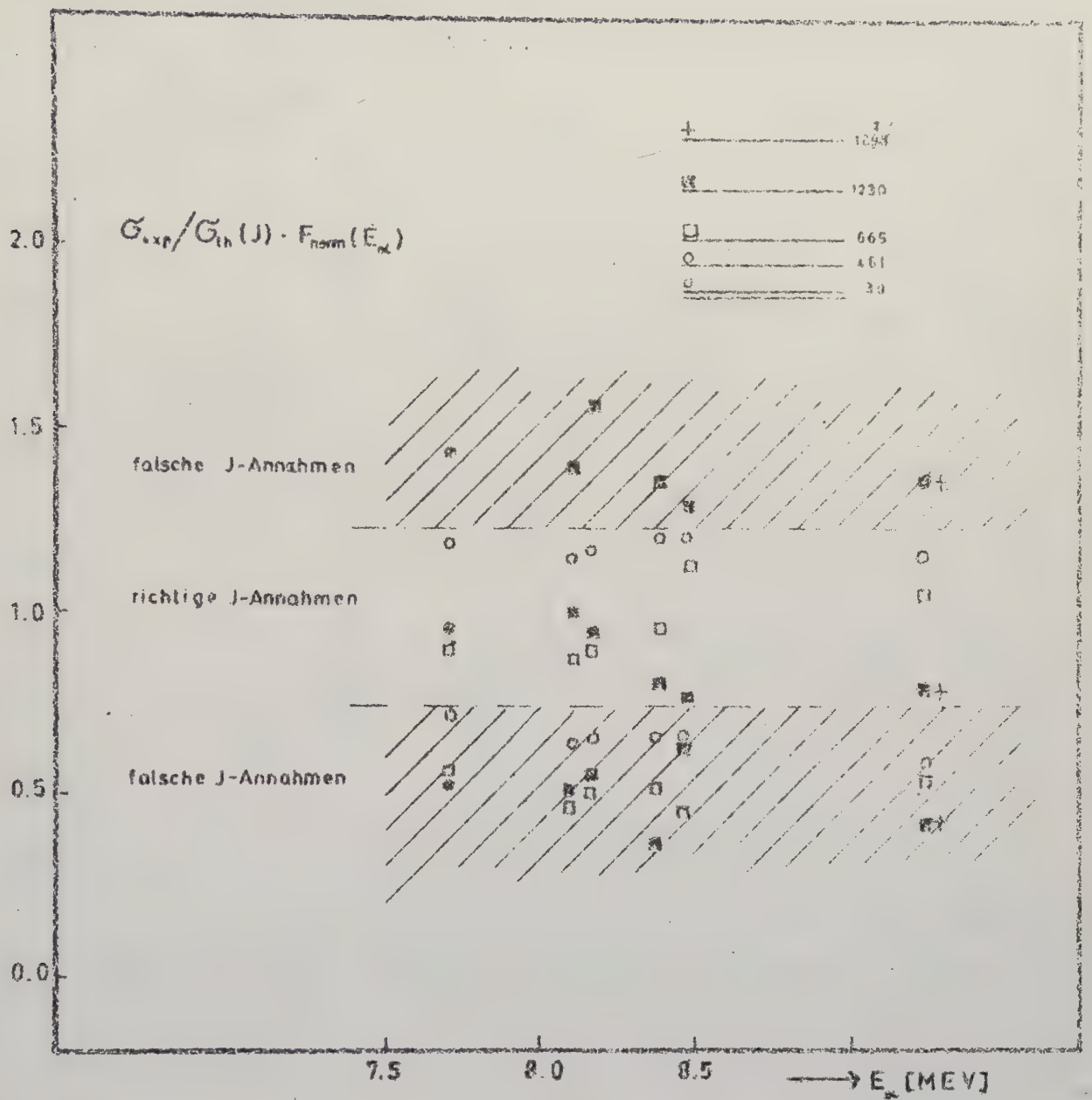


Abb.13: Verhältnisse aus gemessenen und theoretischen Anregungsquerschnitten bei der $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)^{34}\text{Cl}$ -Reaktion

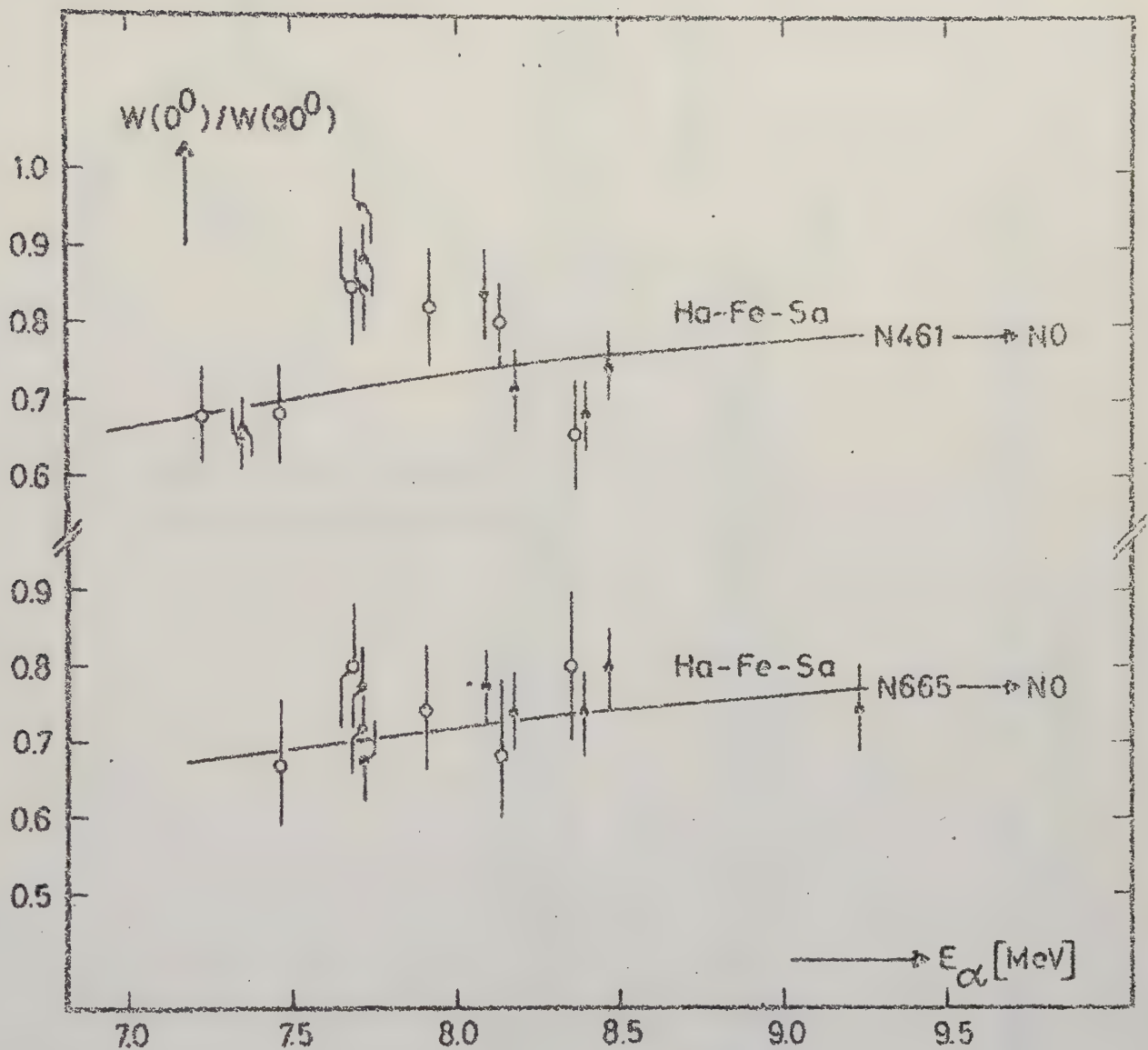


Abb.14: Experimentelle u. theoretische Winkelverteilungs-
anisotropien der M1-Übergänge $^{34}\text{Cl}(461) \rightarrow ^{34}\text{Cl}(0)$ u.
 $^{34}\text{Cl}(665) \rightarrow ^{34}\text{Cl}(0)$ bei der $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)^{34}\text{Cl}$ -Reaktion

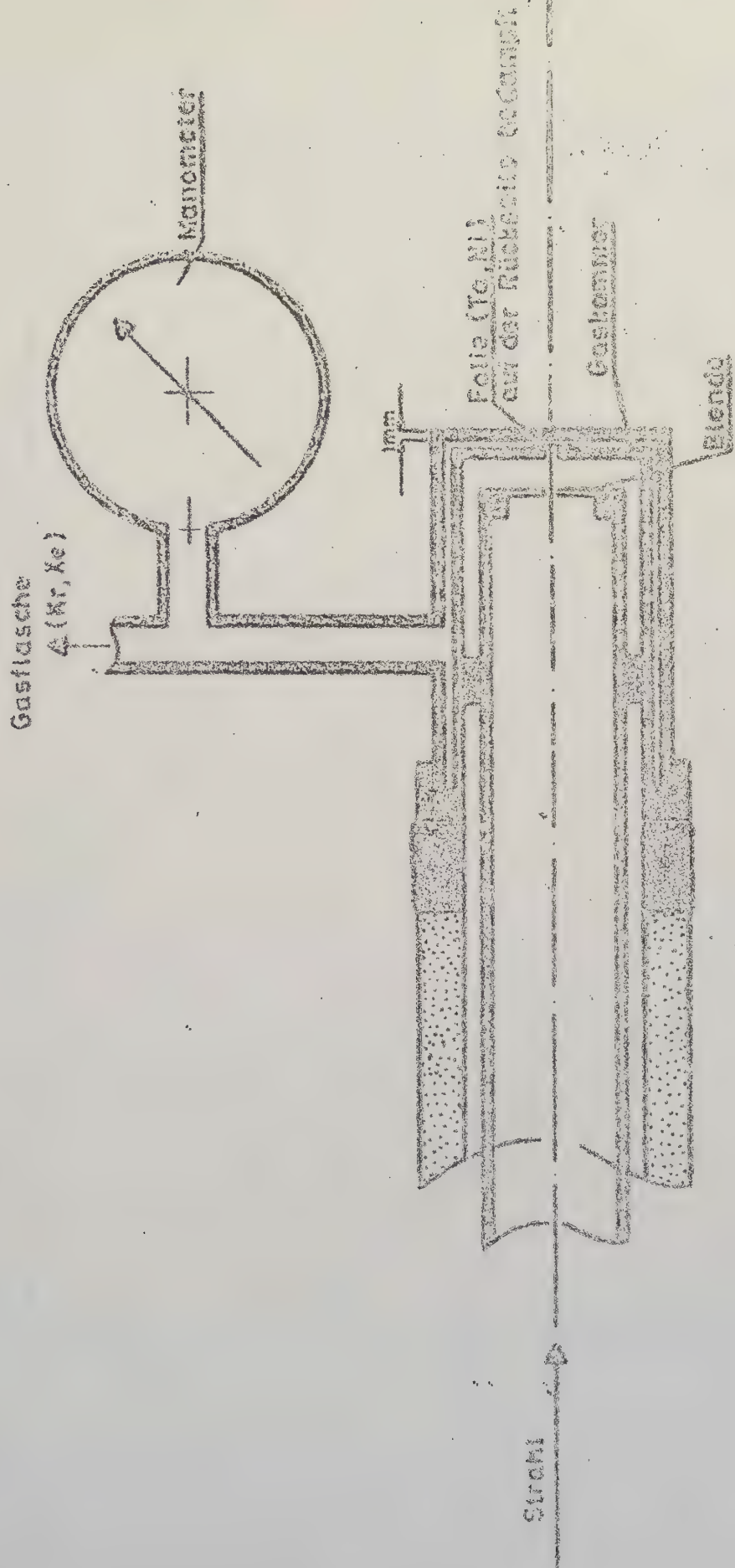


Abb. 16 Targetanordnung für Doppler-Shift-Messung
mit Gasstopper

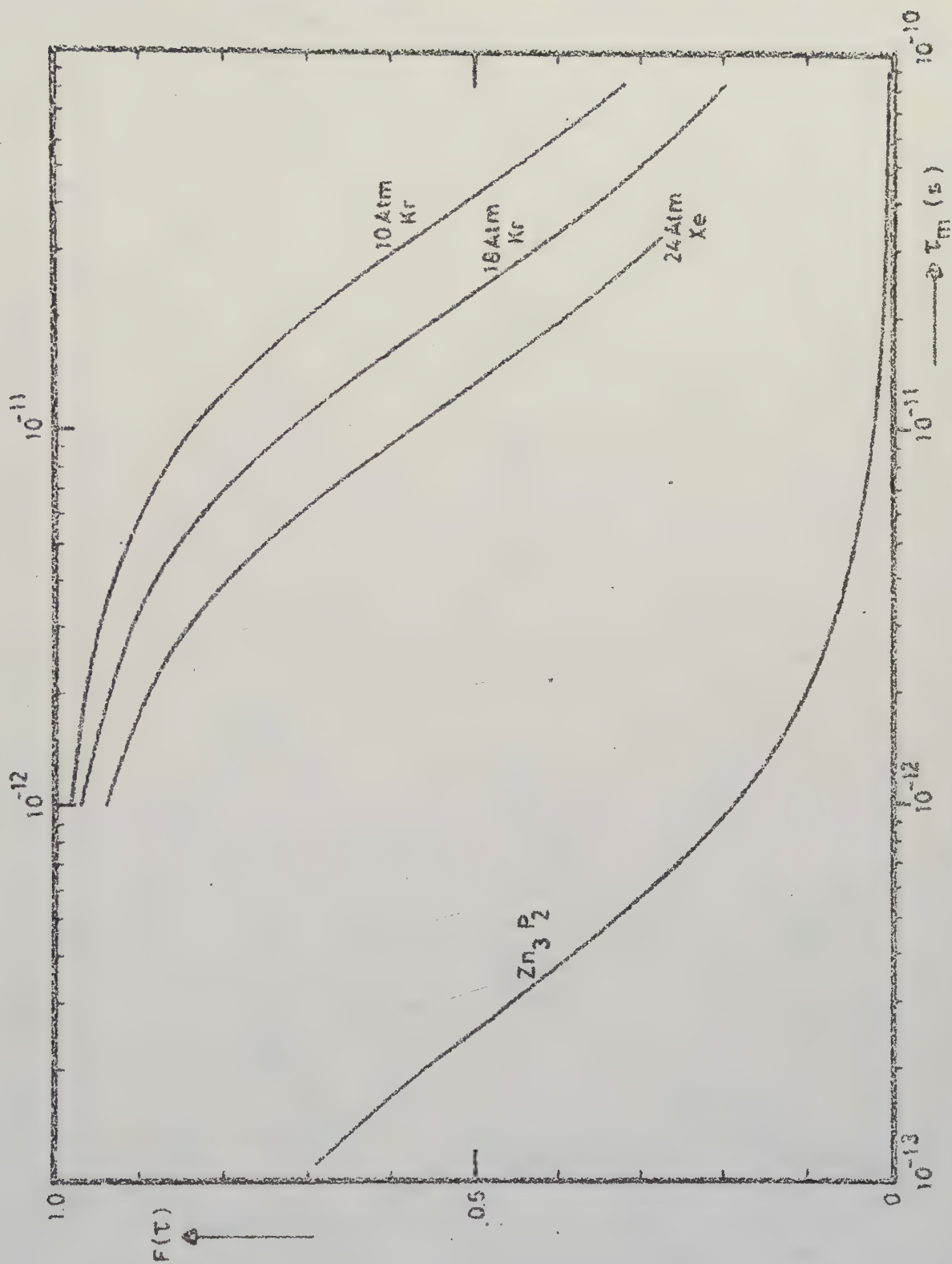


Abb. 17 $F(\tau)$ - Kurven für ^{34}Cl -Rückstoßkerne in verschiedenen Abbremsmedien ($V_0 = 2.3 \cdot 10^8$ cm/sec, $t_g = 1.25$, $t_n = 1.0$)

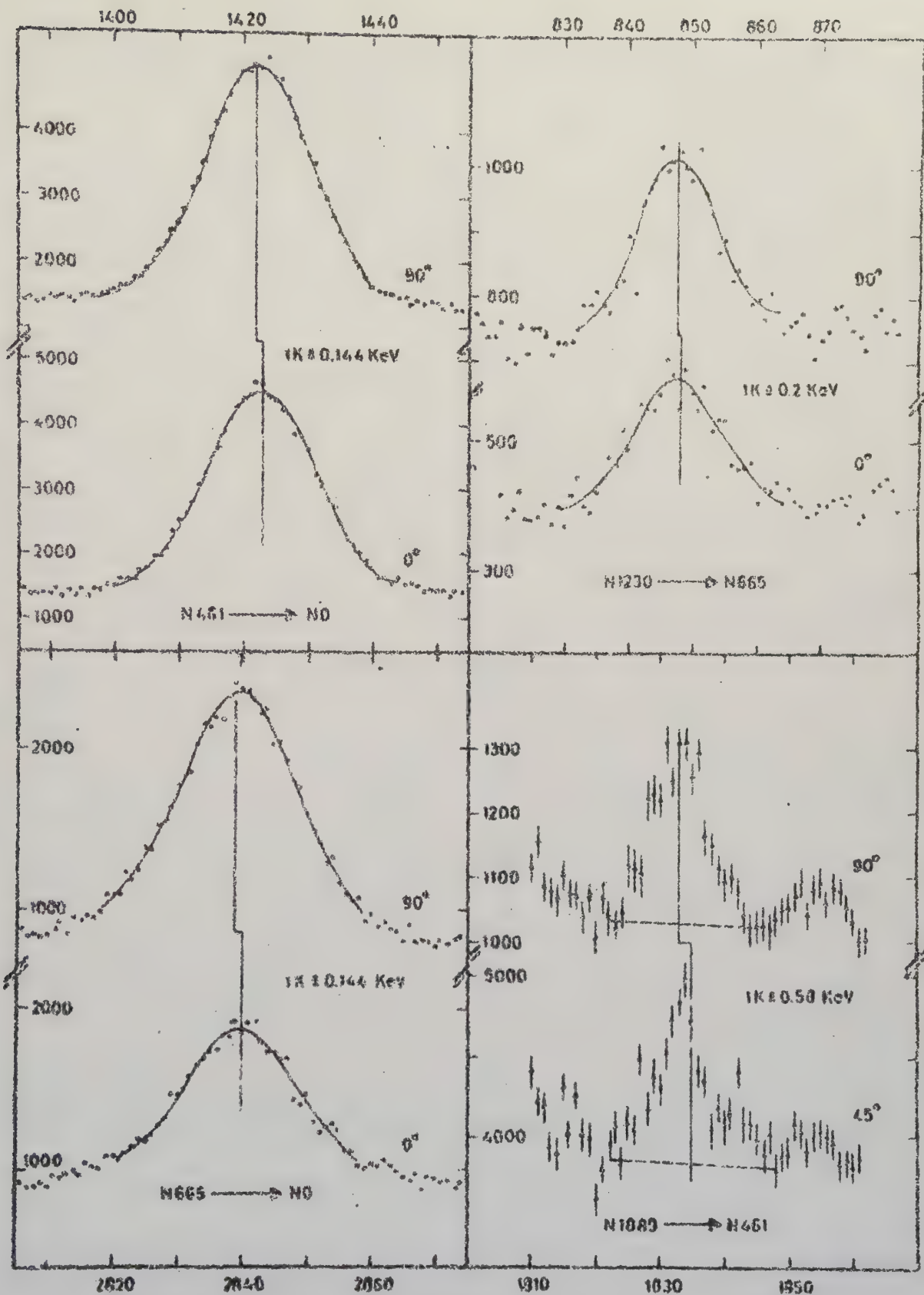


Abb. 18: Dopplerverschobene γ -Peaks (Reaktion $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)^{34}\text{Cl}$,
- Bremmaterial Zn_3P_2)

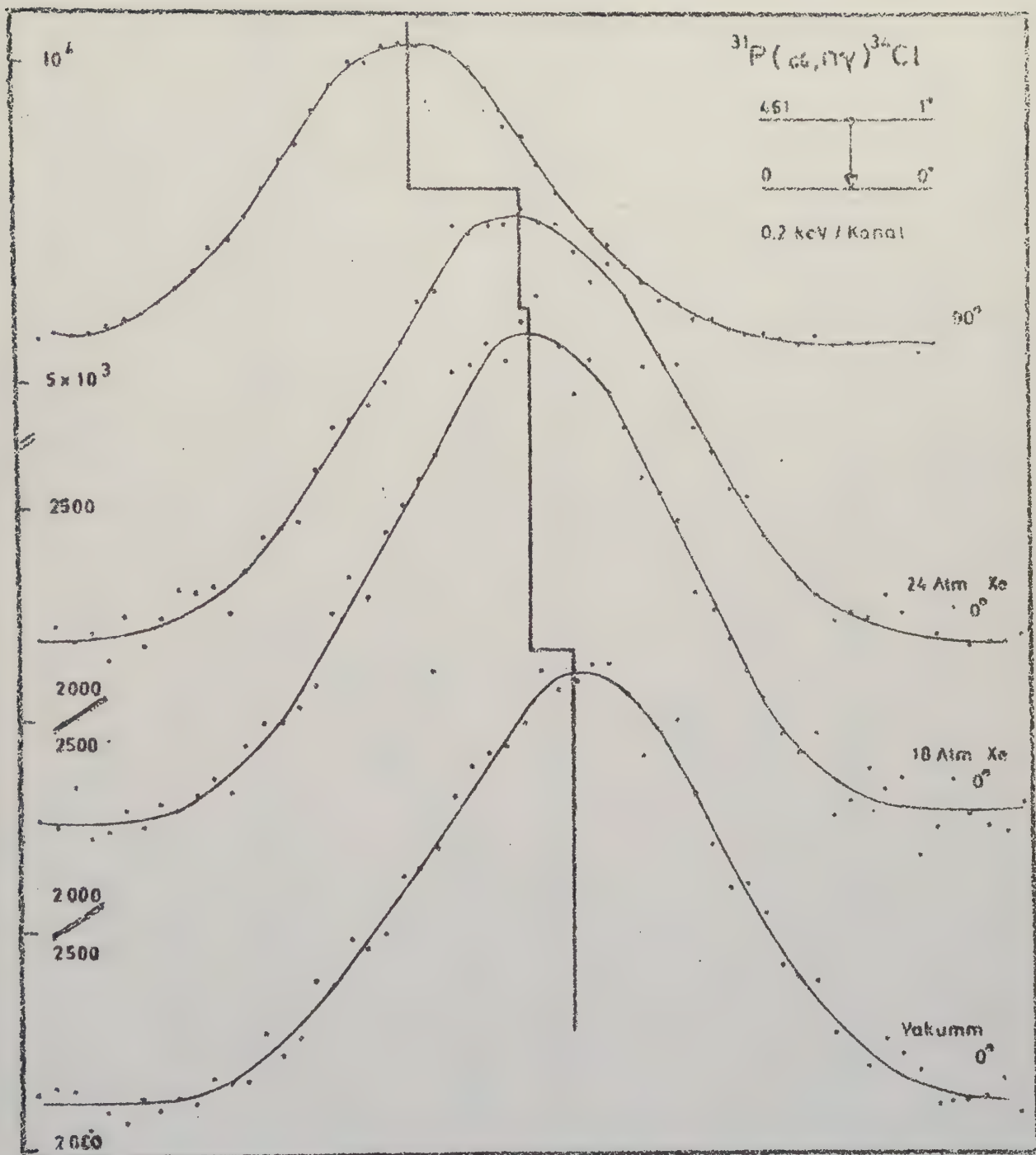


Abb.19: Dopplerverbreiterungen der 461 KeV Linie bei Verwendung von Xenon als Bremsmaterial (Reaktion $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)^{34}\text{Cl}$)

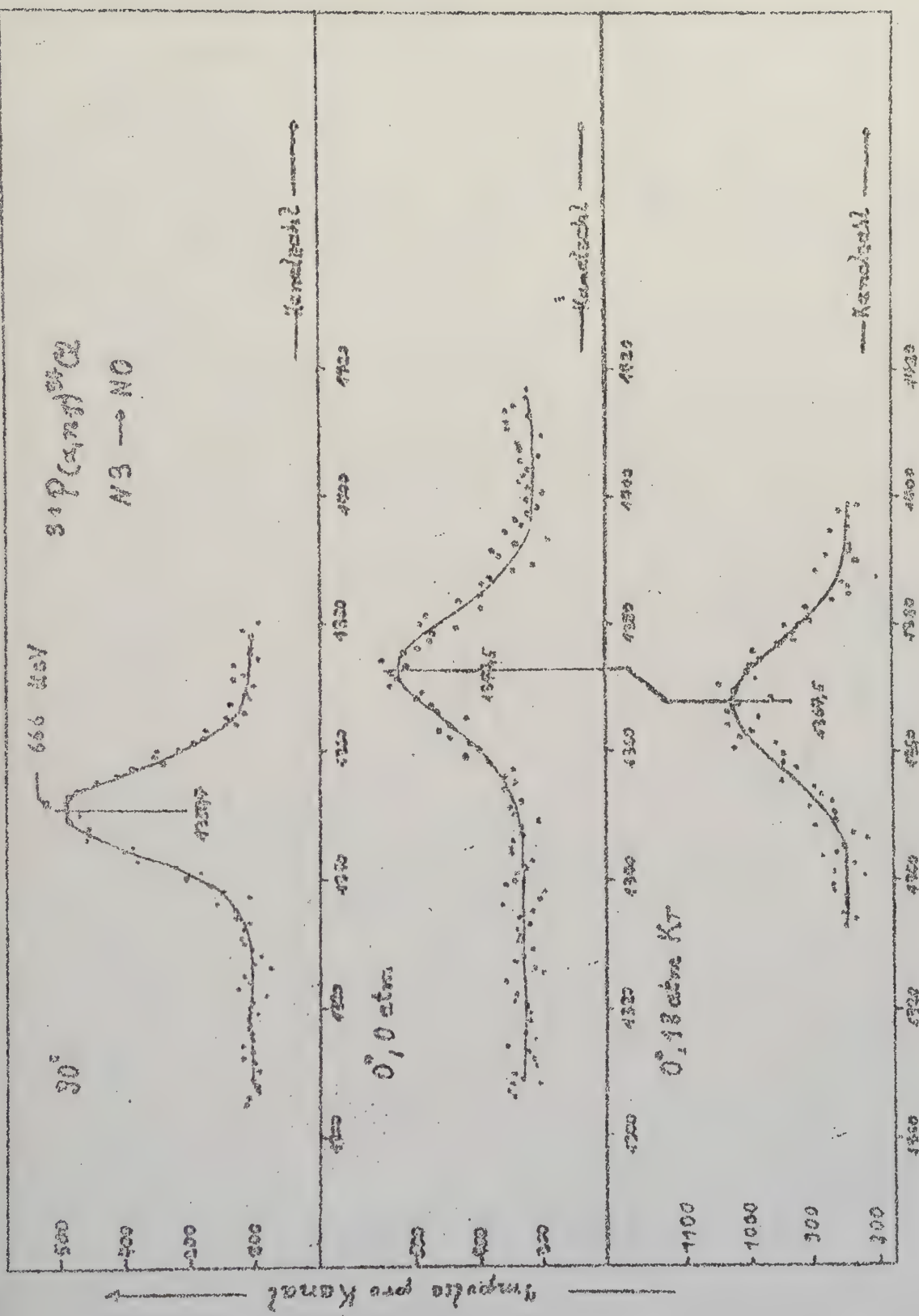


Abb. 20: Dopplerverschiebungen der 665 KeV Linie mit Krypton als Streusubstanz (Reaktor $^{235}\text{U}(\alpha, n)^{236}\text{U}$)

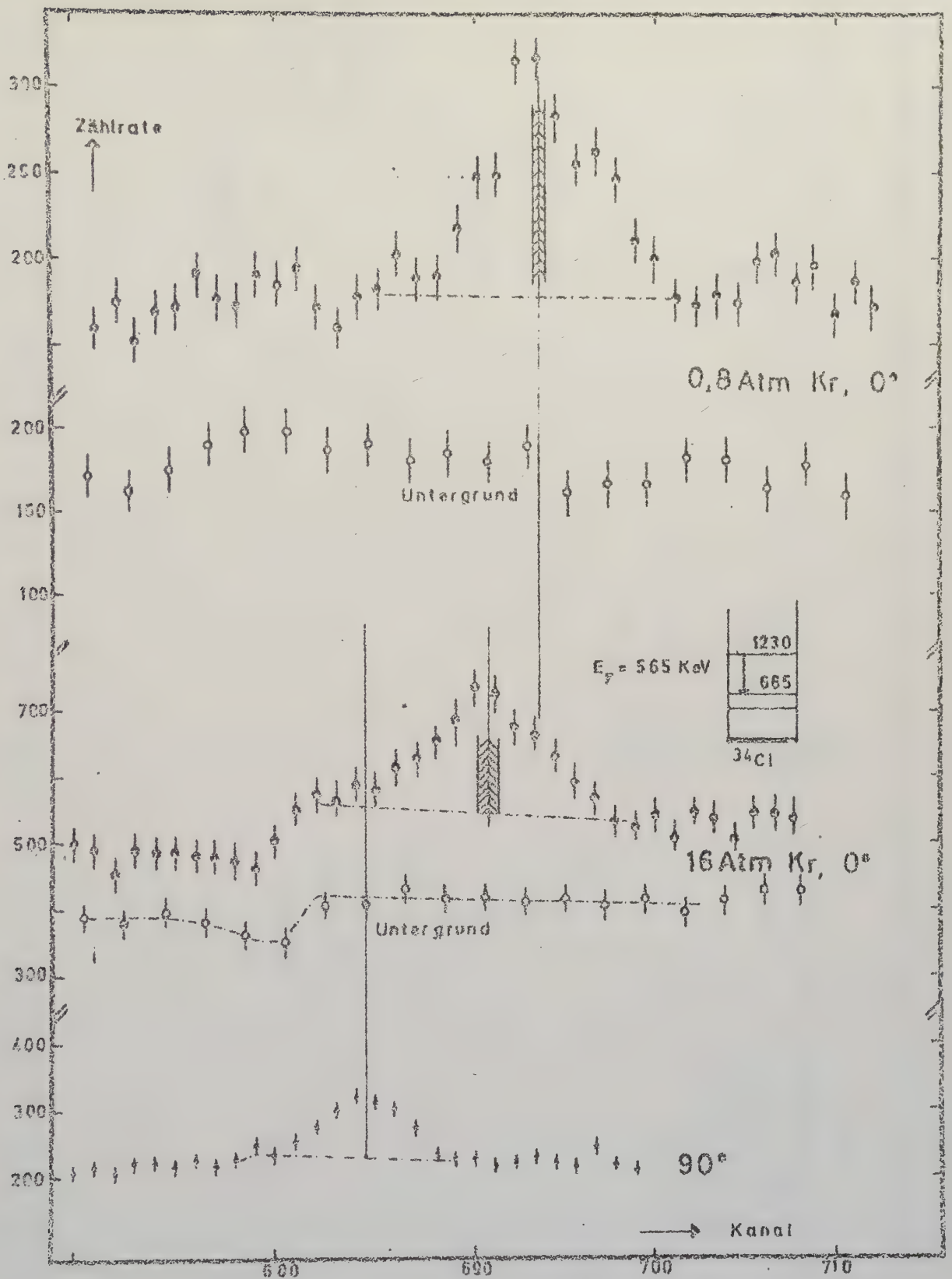


Abb.21: Dopplerverschiebungen der 565 KeV Linie mit Kr-Stopper
 verschiedenen Drücke (Übergang $^{34}\text{Cl}(1230) \rightarrow ^{34}\text{Cl}(665)$,
 Reaktion $^{31}\text{P}(\alpha, n\gamma)^{34}\text{Cl}$)

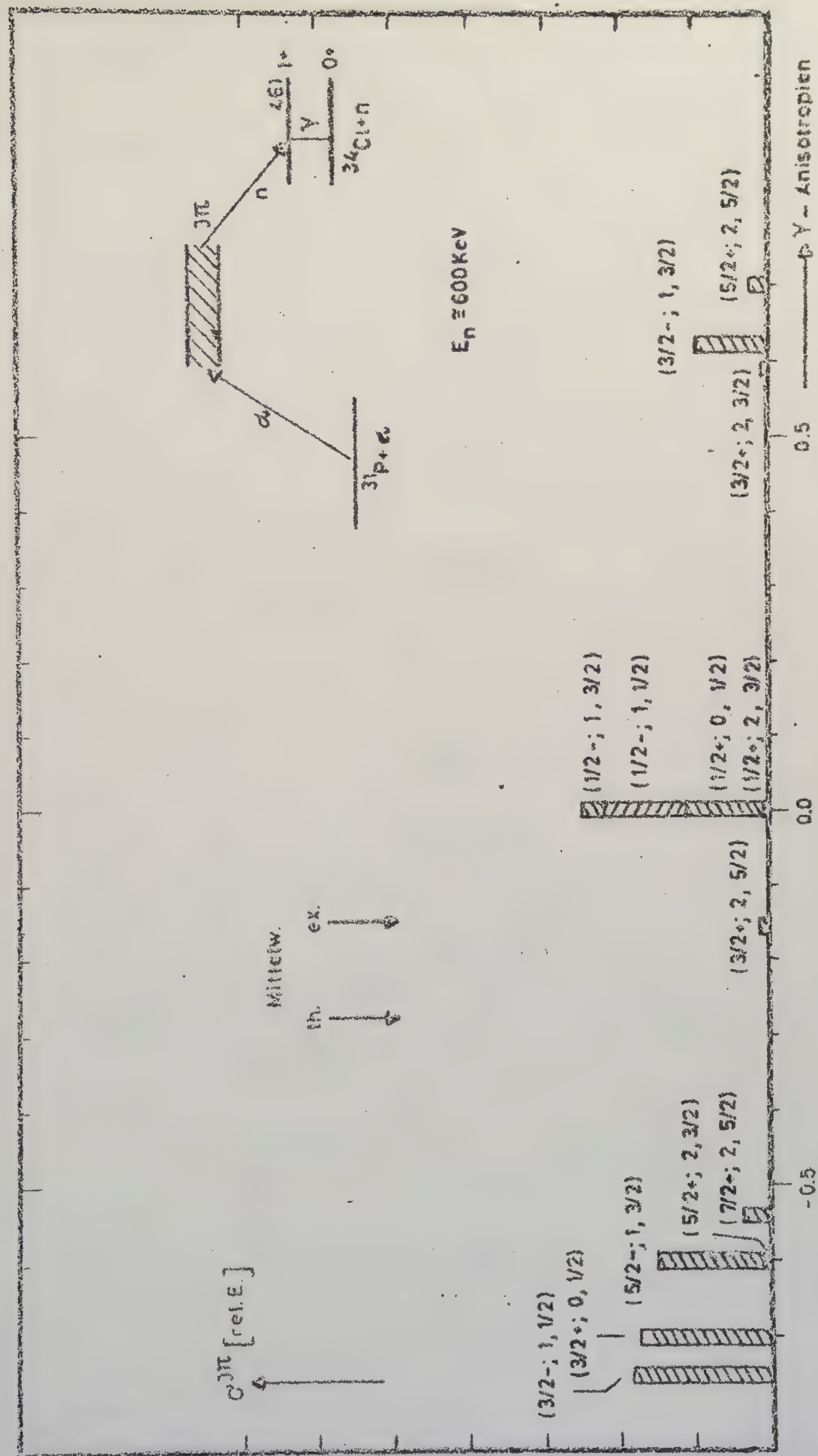


Abb. 22: γ -Anisotropien für verschiedene Reaktionskanäle (Spezifikation der Reaktionskanäle durch $(J^\pi; l_n, j_n)$): J^π Spin u. Parität des Compoundkerns, l_n u. j_n Bahndrehimpuls bzw. Gesamtdrehimpuls des auslaufenden Neutrons)

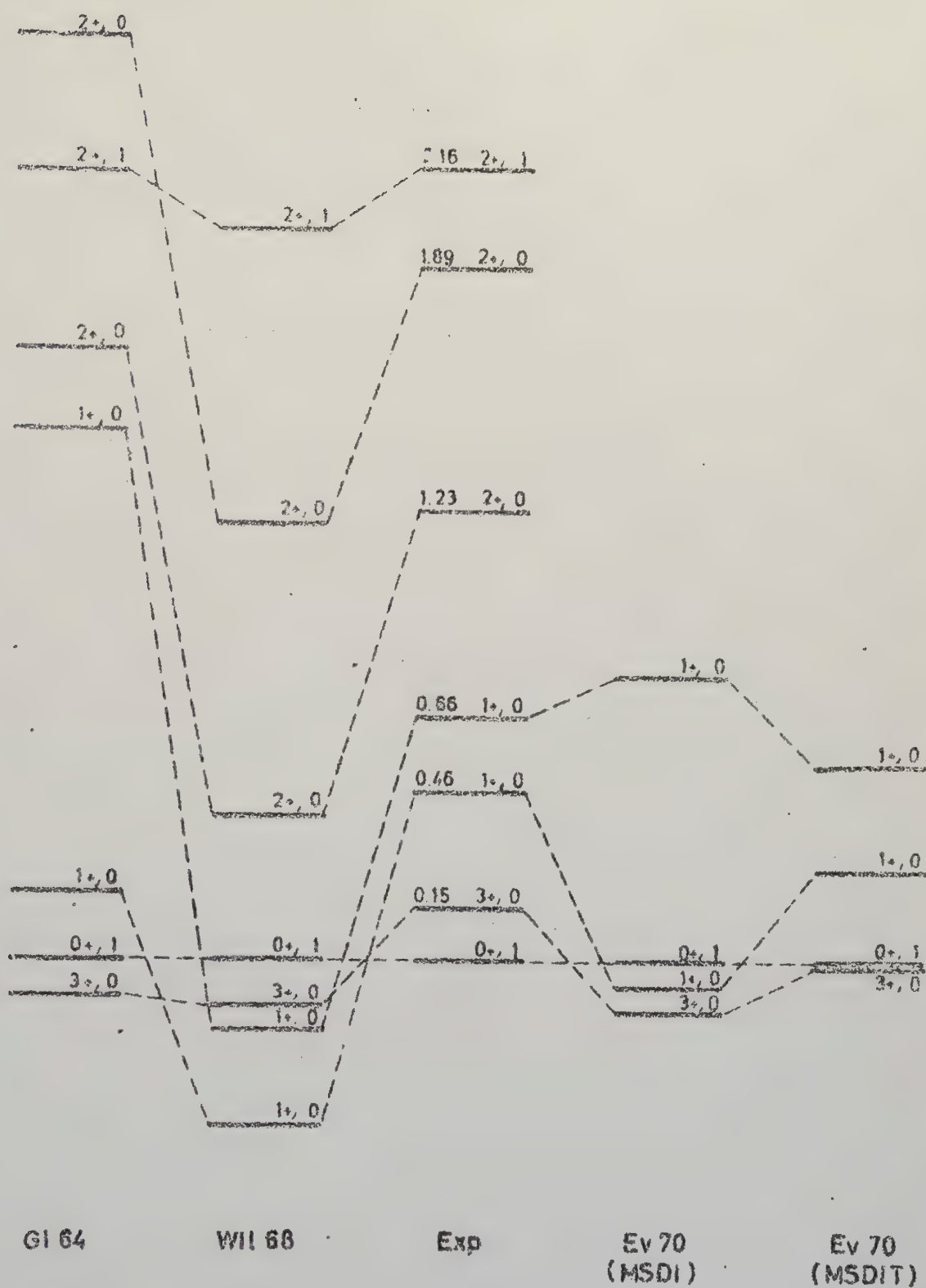


Abb. 23: Experimentelle u. theoretische Niveauschemata für ^{34}Cl

